
**Министерство науки и образования Украины
Таврический национальный университет
им. В.И.Вернадского
Географический факультет
Кафедра физической географии и океанологии**

Ю.Ф.БЕЗРУКОВ

ОКЕАНОЛОГИЯ

Часть II

Динамические явления и процессы в океане



Симферополь 2006

Стремление познать океан – это нечто большее, чем просто любознательность. От уровня наших знаний о нем может зависеть наша участь.

Джон Кеннеди,
американский президент

Безруков Юрий Федорович

**Океанология. Часть II. Динамические явления и процессы в океане.
- Симферополь: Таврический национальный
университет им. В.И.Вернадского, 2006. – 123 с.**

В книге изложены основные разделы динамической океанологии. Приводятся сведения о динамических явлениях и процессах в океане. Дается характеристика колебаний уровня и морского волнения. Показана физическая картина возникновения, развития и трансформация ветровых и внутренних волн, сейш, волн цунами. Приводится характеристика приливов в различных океанах и морях. Показаны основные силы, вызывающие движение в океане. Представлена теория плотностных и дрейфовых течений и дана географическая характеристика течений в Мировом океане.

Предназначается в качестве учебника для студентов-океанологов географических факультетов, преподавателей, специалистов-географов.

Содержание

Министерство науки и образования Украины.....	1
Таврический национальный университет.....	1
им. В.И.Вернадского.....	1
Географический факультет.....	1
Кафедра физической географии и океанологии	1
Ю.Ф.БЕЗРУКОВ.....	1
ОКЕАНОЛОГИЯ.....	1
Динамические явления и процессы в океане.....	2
.....	2
Симферополь 2006.....	2
1. Колебания уровня и волны в Мировом океане.....	5
1. Уровень моря.....	5
1.1.1. Уровень моря и причины его колебаний.....	5
1.2. Сгонно-нагонные колебания уровня моря.....	7
1.3. Характеристика уровней.....	8
1.2. Морские волны.....	11
1.2.1. Общие сведения о морских волнах.....	11
Волны.....	14

1.2.2. Основы классической теории морских волн.....	17
1.2.3. Физическая картина развития и затухания волн.....	26
1.2.4. Поведение ветровых волн у побережья.....	31
1.2.5. Методы расчета ветровых волн.....	35
1.2.6. Сейши, цунами, внутренние волны.....	36
1.2.7. Характеристика волн Мирового океана.....	40
2. Приливы в Мировом океане.....	41
2.1. Понятие о приливах.....	41
2.2. История исследования приливов.....	42
2.2.1. Ньютон и статическая теория приливов.....	44
2.2.2. Лаплас и “динамическая” теория приливов.....	45
2.2.3. Развитие идей Ньютона и Лапласа.....	45
2.3. Элементы приливов и терминология.....	47
2.3.1. Термины и определения.....	47
2.3.2. Классификация приливов.....	49
2.3.3. Неравенства приливов.....	54
2.4. Основы теории приливов.....	60
2.4.1. Приливообразующие силы и их потенциал.....	60
2.4.2. Статическая теория приливов.....	64
2.4.3. Динамическая теория приливов.....	69
2.4.4. Распространение приливных волн с учетом различных сил.....	73
2.5. Методы предвычисления приливов.....	76
2.6. Характер распределения приливов в Мировом океане.....	79
3. Циркуляция вод Мирового океана.....	80
3.1. Основные силы, действующие в океане.....	81
3.2. Классификация течений.....	84
3.3. Градиентные течения.....	86
3.3.1. Плотностные течения.....	86
3.3.2. Градиентные течения в однородном море.....	94
3.4. Дрейфовые течения.....	99
3.4.1. Дрейфовые течения в бесконечно глубоком море.....	100
3.4.2. Дрейфовые течения в море конечной глубины.....	105
3.5. Суммарные течения.....	107
3.6. Приливные течения.....	110
3.7. Географическое распределение течений.....	112
3.7.1. Циркуляция поверхностных вод.....	114
3.7.2. Циркуляция глубинных и придонных вод.....	118
Литература.....	119

1. Колебания уровня и волны в Мировом океане

1. Уровень моря

1.1.1. Уровень моря и причины его колебаний

Уровнем моря называется высота поверхности моря, свободная от влияния ветровых волн и зыби, измеряемая относительно условного горизонта.

Уровенной поверхностью называется поверхность морей и океанов, нормальная к направлению силы тяжести.

Свободная поверхность Мирового океана, не возмущенная динамическими факторами (приливы, течения и др.), определяет фигуру, называемую **геоидом**. Но наблюдения над уровнем моря в любой точке Мирового океана показывают, что его действительная поверхность не остается в покое, а находится в непрерывном колебании под влиянием многих сил и отклоняется от поверхности геоида. Эти силы можно объединить в следующие группы:

1. Колебания уровня моря, вызванные гидрометеорологическими процессами. Эти колебания обусловлены воздействием атмосферного давления, ветра, осадков, испарения, речного стока, тепловых процессов в море:

➤ колебания уровня, вызванные изменением атмосферного давления, представляют статическую реакцию воды на эти изменения. При повышении атмосферного давления на 1 гПа уровень моря понижается на 1 см, и наоборот;

➤ колебания уровня, вызванные непосредственным действием ветра. Эти колебания могут быть довольно значительными. Сезонные колебания уровня нередко связаны с муссонными ветрами, вызывают колебаний уровня и бризовые ветры. Значительные колебания уровня в мелководных районах Мирового океана вызывают стонно-нагонные ветры, возникающие, как правило, при прохождении циклонов;

➤ колебания уровня вследствие неравномерности в процессе поступления (осадки, речной сток) или расхода воды (испарение) также могут быть значительными. Так, сильные ливневые осадки могут вызвать кратковременные резкие подъемы уровня. Некоторый подъем уровня имеет место в непосредственной близости от устья реки за счет речного стока. В морях, в которые впадает много рек (Черное море), колебания речного стока заметно влияют на уровень моря. В морях, не имеющих связи с океаном (Каспийское, Аральское), изменения речного стока являются основным фактором, определяющим многолетние колебания уровня;

➤ колебания уровня, вызванные изменением плотности воды, связаны с изменением ее солености и особенно температуры. Так, в летнее время при уменьшении плотности воды увеличивается ее объем, а, следовательно, повышается уровень. В связи с равномерным и относительно постоянным распределением теплых (повышенный уровень) и холодных (пониженный уровень) областей имеет место более или менее постоянное неодинаковое стояние уровня этих областей (понижение уровня в полярных областях и повышение в тропических зонах).

Рассматривая гидрометеорологические причины колебания уровня, **следует иметь в виду комплексный характер процессов, влияющих на положение уровенной поверхности**. В одних случаях может наблюдаться комбинация одинаково направленных процессов, в другие случаях их соотношение может быть иным.

Годовой ход уровня в северном полушарии обусловлен термодинамическими макропроцессами, происходящими одновременно в атмосфере и гидросфере. Можно выделить следующие типы годового хода уровня.

Муссонный тип. Характерен для северной части Индийского океана, восточного побережья Азии с муссонной циркуляцией ветров, которая нагоняет воды к берегам континентов летом и отжимает их зимой. Годовой ход уровня имеет хорошо выраженный максимум в августе-сентябре и минимум в феврале.

Зональный тип. Наблюдается в зонах воздействия западно-восточного переноса, которыми являются северо-западные берега Европы и Северной Америки. Интенсивность этого процесса зависит от тепловых контрастов между экваториальной и полярной областями. В осенне-зимний период, когда господствует зональный западно-восточный перенос, в указанных зонах происходит повышение уровня, а в летнее время - понижение. Максимум годового хода уровня наблюдается в декабре-январе, а минимум — в июне – августе.

Сезонный тип. Характерен для внутренних морей, в водном режиме которых существенную роль играет речной сток (Черное, Азовское, Каспийское и др.), а также для приустьевых районов океанов. Годовой ход уровня зависит от сезонов года, с которыми связаны периоды половодья рек. Максимум уровня обычно наблюдается в весенне-летний период.

Бризовый тип. Относительно правильно повторяющиеся, но небольшие по величине колебания уровня, вызванные бризовыми ветрами, дважды в сутки меняющими свое направление.

2. Влияние космических сил на положение уровня моря. Приливообразующие силы Солнца и Луны возбуждают правильные по времени периодические колебаний всей поверхности Мирового океана. И только в отдельных, небольших по площади морях, слабо связанных с океаном (Черное, Балтийское, Азовское и др.), приливные колебания уровня незначительны - менее 20-30 см.

3. Колебания уровня под воздействием геодинамических сил.

Геодинамические силы вызывают различные по характеру колебания уровня:

➤ **вековые колебания уровня** обусловлены медленными вертикальными движениями суши - поднятием или опусканием. Эти колебания уровня являются кажущимися, так как они происходят не от изменений самого уровня моря, а от поднятия или опускания берега, на котором установлена водомерная рейка. Примером может служить Ботнический залив Балтийского моря, где суша медленно поднимается, а уровень моря понижается.

➤ **тектонические колебания уровня** - колебания уровня моря, вызванные землетрясением, моретрясением, извержением подводных и надводных вулканов. Эти явления вызывают резкие и зачастую катастрофические колебания уровня моря (цунами, сильные сейши).

4. Эвстатические колебания уровня - изменения уровня Мирового океана, связанные с изменениями общего объема воды в нем, а также с изменениями емкости морей и океанов.

Объем воды Мирового океана испытывает вековые колебания, связанные с наступлением и отступлением материкового ледяного щита Северной Америки и северо-западной части Евразии. Во время крупнейшего в четвертичном периоде оледенения суши большая масса воды Мирового океана отложилась в виде

материкового льда на суше. В результате этого уровень океана был на 120-150 м ниже современного. В дальнейшем, вследствие потепления и отступления материковых льдов, уровень Мирового океана стал подниматься, и примерно 6000 лет назад стабилизировался. Однако тенденция к потеплению в последнем столетии вызвала таяние льда и некоторое поднятие уровня.

Подсчитано, что если растопить льды антарктического района, уровень Мирового океана повысится на 60 м, а при таянии всех материковых льдов Земли уровень повысится еще более.

В замкнутых водоемах имеют место значительные вековые колебания уровня, связанные с изменением речного стока. Так, за период 1929-1941 гг. средний уровень Каспийского моря упал на 1.5 м, а в целом с 1929 по 1975 г. на 2.5 м, в последующие годы наблюдается его рост и сейчас (2006 год) его уровень достиг -26.5 м.

Периодические колебания уровня - колебания, которые повторяются систематически через определенный период времени (приливные колебания, сейши, ветровые волны). Наиболее правильные по времени периодические колебания уровня обусловлены приливными явлениями.

Непериодические колебания уровня возникают под влиянием изменяющегося ветра, резких изменений атмосферного давления, осадков, речного стока, землетрясений, извержения вулканов и т. д. Непериодические колебания уровня могут достигать больших значений и сопровождаться катастрофическими последствиями (цунами, тайфуны, сгонно-нагонные явления).

Причины колебания уровня моря можно также подразделить на две группы:

а) объемные - связанные с изменением объема воды в бассейне (осадки, речной сток, испарение);

б) деформационные - связанные с перераспределением воды в море (ветер, изменения атмосферного давления, приливные явления, сейсмические причины).

1.2. Сгонно-нагонные колебания уровня моря

Сгонно-нагонные колебания уровня моря представляют собой непериодические изменения уровня морей и океанов под воздействием ветра и атмосферного давления. В результате действия ветра в поверхностном слое моря возникает поступательное движение воды - течение, которое вызывает перемещение масс воды, приводящее к колебаниям уровня у берегов.

В мелких морях и в мелководных районах глубоких морей направление движения воды практически совпадает с направлением ветра. Если ветер дует в сторону берега, то в результате притока воды уровень у берега повышается - происходит нагон, а при обратном направлении ветра - сгон воды. В глубоких морях полный поток воды отклоняется от направления ветра на 90° (вправо в северном полушарии), и сгонно-нагонные колебания уровня в этом случае будут вызваны ветрами, дующими вдоль берега.

Наибольшие колебания уровня при сгонно-нагонных явлениях наблюдаются у отменных берегов в длинных, сужающихся заливах, узких проливах и устьях рек. В этих условиях колебания уровня достигают 2-3 м и более. В глубоких морях сгонно-нагонные колебания уровня незначительны.

Значительные сгонно-нагонные колебания уровня наблюдаются в Азовском море. Разность уровней у наветренного и подветренного берегов этого моря

составляет более 3 м. Многолетняя разность между наибольшим и наименьшим уровнями достигает в Таганрогском заливе - 670 см.

Сгонно-нагонные явления часто сопровождаются сопутствующими явлениями, действующими в том же направлении (изменения атмосферного давления, речной сток, сейши, приливы и др.).

В этом случае повышение уровня при нагонах за счет ветра может увеличиваться за счет указанных явлений, и это вызывает особенно большие повышения уровня.

Так, частые (245 за 276 лет) наводнения в районе Санкт-Петербурга с катастрофическими подъемами уровня (382 см в 1924 г. и 421 см в 1824 г.) возникают при совпадении ветровых нагонных поднятий уровня с играющими основную роль поднятиями за счет длинной волны. Эта волна образуется в результате прохождения циклона, и вторгается в сужающийся и мелководный в своей вершине Финский залив.

1.3. Характеристика уровней

Для практических и научных целей принято вычислять следующие характеристики уровней.

Средний суточный уровень вычисляется как среднее из ежечасных (при наличии самописца уровня) или срочных (по водомерной рейке) значений уровня за сутки. Колебания средних суточных уровней достигают 2 - 3 м.

Средний месячный уровень вычисляется как среднее из ежечасных или срочных значений уровня за месяц. Средние месячные уровни одного и того же пункта могут различаться на несколько десятков сантиметров.

Средний годовой уровень определяется как среднее из ежечасных или срочных значений уровня за год. Можно рассчитывать средний годовой уровень из средних месячных уровней. Изменения средних годовых уровней невелики - до 20 см.

Средний многолетний уровень определяется как среднее арифметическое из средних годовых уровней за определенный период времени. При этом, чтобы обеспечить нужную точность, необходимо иметь достаточно продолжительный ряд наблюдений, для вычисления длительности которого пользуются формулой А. И. Дуванина:

$$n = \frac{\delta_n}{\Pi},$$

где n - число лет наблюдений; δ_n - вероятное отклонение среднего годового уровня моря от среднего многолетнего, Π - погрешность определения.

Средний многолетний уровень, остающийся неизменным при увеличении ряда наблюдений, включенных в осреднение, называется **нормальным уровнем**.

Нуль глубин - условная поверхность, от которой даются отметки глубин на морских навигационных картах. **На морях, где средняя величина прилива менее 50 см, за нуль глубин принимается средний многолетний уровень моря.**

Для Каспийского моря, уровень которого за последние годы изменился, за нуль глубин принят условный горизонт, соответствующий среднему уровню моря за 1940 г.

На морях с приливами в качестве нуля глубин принимался наименьший теоретический уровень - расчетный приливный уровень, наименьший из возможных по астрономическим условиям.

Нуль Кронштадтского футштока - горизонтальная черта на металлической пластинке, укрепленной на устое моста через Обводной канал в г. Кронштадте, расположенная на высоте, соответствующей среднему уровню моря за период 1825 - 1840 гг. Этот нуль был рассчитан и установлен в 1840 г. русским исследователем М. Ф. Рейнеке. За прошедшие после этого сто шестьдесят шесть лет средний уровень моря и положение Кронштадтского нуля существенно не изменились. В Советском Союзе **нуль Кронштадтского футштока был официально принят в качестве нулевой поверхности системы абсолютных отметок СССР** (Балтийская система высот - БС), которая действует до сих пор и в Украине.

Единый нуль постов моря - единая условная поверхность, от которой производится отсчет уровня моря на всех уровенных постах данного моря или ряда морей.

За единый нуль постов моря на морях бывшего СССР, имеющих связь с океанами, принят горизонт, лежащий на 5 м ниже нуля Кронштадтского футштока (—5.000 м), на морях: Каспийском — минус 28.000 м, Аральском - плюс 51.494 м.

Наблюдения за уровнем Мирового океана впервые были начаты в Амстердаме в 1682 г. В России первые наблюдения за уровнем моря были сделаны Петром I в Кронштадте в 1703 г.

Систематические наблюдения за уровнем Мирового океана ведут более 1000 морских станций. Они определяют характер и величину колебаний уровня океанов и морей, а также выявляют закономерности этих колебаний.

На протяжении 250 - 300 лет наблюдались отдельные повышения и понижения уровня Мирового океана (примерно через каждые 33 года) на фоне слабого, но неуклонного повышения уровня, которое составляет приблизительно 1 мм в год. С 10 - 20-х годов XX столетия началось интенсивное повышение уровня Мирового океана, составившее за последние 50 лет в среднем почти 10 см и связанное с общим потеплением на нашей планете почти на 1°C. При этом **изменение уровня запаздывает относительно изменения температуры примерно на 19 лет.**

На многолетних изменениях уровня океана отражаются и геологические движения земной коры. Известно, например, что после таяния ледника, покрывавшего во время последнего оледенения Фенноскандию, произошло перераспределение давления в земной коре. В результате до сего времени происходит поднятие Скандинавского полуострова со скоростью в северной части Ботнического залива 1 см в год.

Многолетние изменения уровня океана настолько медленны, что для надежного определения среднего уровня океана достаточно иметь наблюдения на протяжении нескольких лет — 5 или 9 лет, во всяком случае не более 19 лет (для учета приливной изменчивости уровня).

Ординар порта (средняя высота уровня в данном пункте) - средний многолетний уровень моря в данном пункте, вычисленный за установленное число лет и объявленный специальным распоряжением. Используется при промерах и гидротехнических работах в порту.

Повторяемость и обеспеченность уровня. Для мореплавания, проектирования и строительства гидротехнических сооружений представляют интерес данные о продолжительности стояния на различных горизонтах. При наличии

систематических наблюдений за уровнем моря путем статистической обработки можно определить повторяемость и обеспеченность уровня.

Повторяемость стояния уровня - процент числа случаев стояния уровня в пределах данного интервала относительно общего числа наблюдений.

Обеспеченность - вероятность стояния уровня в пределах данного интервала и выше, выраженная в процентах.

Повторяемость и обеспеченность уровня рассчитываются по срочным или по средним суточным значениям за необходимый период времени (месяц, сезон, год). Интервалы для подсчета выбираются в зависимости от колебания уровня в данном пункте с таким расчетом, чтобы число интервалов было в пределах 10-20. Рекомендуется при колебании уровня до 2, 4, 6, 8 м и более интервалы брать соответственно через 10, 20, 30, 40 и 50 см. При небольших колебаниях уровня интервалы могут быть уменьшены до 5 см.

Таблица 1

Повторяемость и обеспеченность ежечасных уровней моря (в см над нулем поста)

Интервал высот уровня, см	За год		
	Число случаев	Повторяемость, %	Обеспеченность, %
209-200	24	0.27	0.27
199-190	73	0,83	1,10
189-180	242	2.76	3.86
179-170	653	7.46	1132
169-160	872	9.95	21.27
159-150	1451	16.57	37.84
149-140	2371	27.07	64.91
139-130	1617	18.46	83.37
129-120	1045	11.93	95.30
119-110	339	3.87	99.17
109-100	73	0.83	100.00
Общее число случаев	8760	100.00	-

Значения интервалов высот уровня в таблице располагают в убывающем порядке (табл. 1).

Затем подсчитывают число случаев для каждого интервала по срочным (средним суточным) наблюдениям за год (месяц, сезон). Общее число случаев должно соответствовать числу наблюдений.

Повторяемость вычисляется по формуле $P = \frac{m}{n} \cdot 100$, где P - повторяемость в %; m - число случаев в интервале, n - общее число случаев.

Обеспеченность за год (месяц, сезон) находят последовательным суммированием повторяемости (сверху вниз).

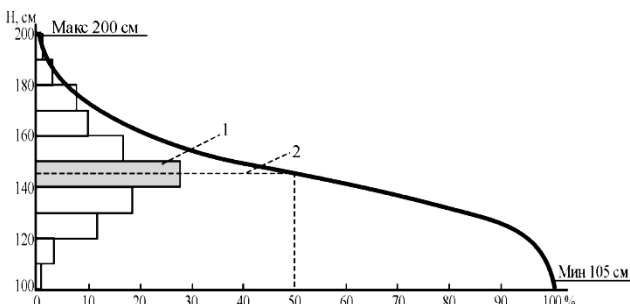
По результатам подсчета строятся гистограмма повторяемости и кривая обеспеченности, называемая также интегральной кривой (рис.1). Степень

гистограммы, на которую по графику приходится наибольшее число случаев стояния уровня, называется **модальным уровнем**.

Рис. 1. Гистограмма повторяемости и кривая обеспеченности уровня

1 - модальный уровень 140-150 см, 2 - медианный уровень 146 см

Уровень 50%-ной обеспеченности на интегральной кривой носит название **медианного**. На графике также отмечаются максимальный и минимальный уровни.



1.2. Морские волны

1.2.1. Общие сведения о морских волнах

1.2.1.1. Классификация морских волн

Морские волны можно классифицировать по различным признакам.

1. По силам, вызывающим волновое движение, т. е. по происхождению, можно выделить в океане (море) следующие виды волн:

- **ветровые** - вызванные ветром и находящиеся под его воздействием;
- **приливные** - возникающие под действием периодических сил притяжения Луны и Солнца;
- **анемобарические** - связанные с отклонением поверхности океана от положения равновесия под действием ветра и атмосферного давления;
- **сейсмические (цунами)** - возникающие в результате динамических процессов, протекающих в земной коре и, в первую очередь, подводных землетрясений, а также извержений вулканов, как подводных, так и прибрежных;
- **корабельные** - создающиеся при движении корабля.

Наиболее часто (практически всегда) на поверхности морей и океанов наблюдаются **ветровые и приливные волны**, при этом ветровые волны доставляют наибольшие неприятности мореплавателям: вызывают качку корабля, заливают палубу, уменьшают скорость хода, уклоняют его от заданного курса, могут наносить повреждения, а подчас вызывают гибель судна, разрушают берега и береговые сооружения.

Приливные волны обычно воспринимаются в форме периодических колебаний уровня - приливов и периодических течений.

2. По силам, которые стремятся вернуть частицу воды в положение равновесия, различают:

- **капиллярные волны;**
- **гравитационные волны.**

В первом случае восстанавливающей силой является сила поверхностного натяжения, во втором – сила тяжести. Капиллярные волны малы по своим размерам и образуются либо в первый момент воздействия ветра на водную поверхность (рябь), либо на поверхности основных гравитационных волн (вторичные волны). В море главное значение имеют гравитационные волны.

3. По действию силы после образований волны выделяют волны:

- **свободные**, когда сила прекращает действие после образования волны;
- **вынужденные**, когда действие силы не прекращается.

4. По изменчивости элементов волн во времени выделяют:

- **установившиеся волны**, которые не изменяют своих элементов;
- **неустановившиеся волны**, развивающиеся или, наоборот, затухающие, изменяющие свои элементы по времени.

5. По расположению различают:

- **поверхностные волны**, возникающие на поверхности моря;
- **внутренние**, возникающие на глубине и почти не проявляющие себя на поверхности.

6. По форме выделяют:

- **двумерные волны**, средняя длина гребня которых во много раз больше средней длины волны;
- **трехмерные**, средняя длина гребня которых соизмерима с длиной волны;
- **уединенные**, имеющие только куполообразный гребень и не имеющие подошвы. Если на гребне уединенной волны поместить поплавков, он будет перемещаться вместе с гребнем. Поэтому **уединенную волну называют также переносной волной**.

7. По соотношению длины волны и глубины моря различают:

- **короткие** волны, у которых длина волны значительно меньше глубины моря ($\lambda < H$);
- **длинные**, у которых длина волны значительно больше глубины моря ($\lambda > H$).

8. По перемещению формы волны выделяют волны:

- **поступательные**, видимая форма которых перемещается в пространстве;
- **стоячие**, видимая форма которых в пространстве не перемещается.

Поступательные волны характеризуются тем, что у них перемещается только форма (профиль) волны (рис.2).

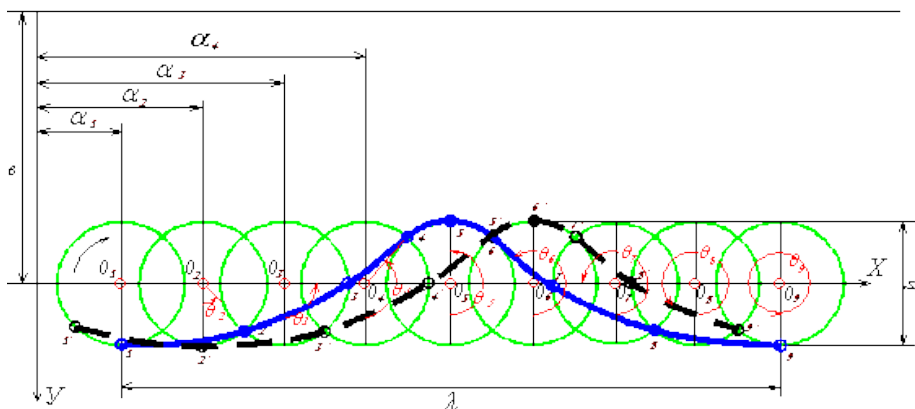


Рис. 2. Поступательная волна и орбита частиц

Частицы же воды движутся по почти замкнутым орбитам, имеющим форму, близкую к окружности или эллипсу. Поэтому предмет, находящийся на поверхности моря, также совершает колебательные движения, соответственно движению частиц воды по их орбитам.

При **стоячей волне** частицы воды не совершают движений по круговым орбитам (рис.3). В пучностях (на рисунке - П), т. е. в точках, где амплитуда колебания уровня наибольшая, частицы двигаются только по вертикали. В узлах, т. е. в точках, где колебания уровня отсутствуют, частицы двигаются только в горизонтальном направлении.

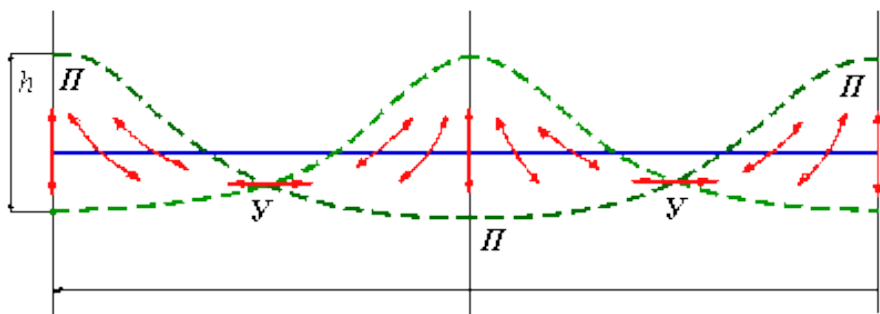


Рис. 3. Схема стоячей волны

В табл. 2 приведены основные характеристики поступательных и стоячих волн.

1.2.1.2. Элементы волны

Каждая волна, поступательная или стоячая, характеризуется определенными элементами (рис.4). Общими элементами для обоих типов волн являются.

Волновой профиль - кривая, получаемая в результате сечения взволнованной поверхности моря вертикальной плоскостью в заданном направлении (обычно в направлении распространения волн).

Средний волновой уровень - линия, пересекающая волновой профиль так, что суммарные площади выше и ниже этой линии одинаковы.

Гребень волны - часть волны, расположенная выше среднего волнового уровня.

Вершина волны - наивысшая точка гребня волны.

Ложбина волны - часть волны, расположенная ниже среднего волнового уровня.

Подошва волны - наименьшая точка ложбины волны.

Высота волны h - превышение высоты волны под соседней подошвой на волновом профиле, проведенном в генеральном направлении распространения волн. Высота волны равно удвоенной амплитуде или удвоенному радиусу орбиты поступательной волны при круговых орбитах ($h = 2r$).

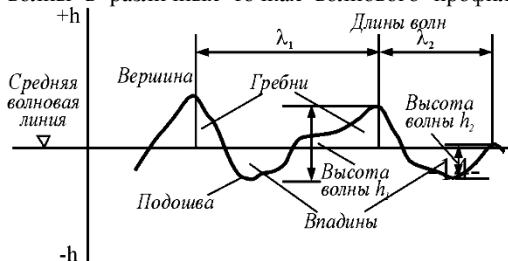
Длина волны λ - горизонтальное расстояние между вершинами двух смежных гребней на волновом профиле, проведенном в генеральном направлении распространения волн.

Таблица 2

Основные характеристики поступательных и стоячих волн глубокого моря
(по А.И.Дуванину)

Характеристика	Волны	
	поступательные	стоячие
Профиль волны	Остается постоянным, перемещается в направлении движения волны	Меняется во времени между узлами поступательного движения
Амплитуда колебаний уровня и составляющих скорости	Постоянная вдоль линии распространения волн	Изменяется вдоль длины волны
Характер связи между колебаниями уровня и горизонтальной составляющей скорости	Изменяется синфазно	Изменяется со сдвигом по фазе на четверть периода
Траектории частиц (в глубоком море)	Правильные окружности	Горизонтальные линии в узлах, вертикальные – в пучностях, в промежутках – различно наклоненные прямые.
Распределение давления	Ниже глубины осязательного движения частиц воды (больше половины длины волны) влияние волн на изменение давления не сказывается	По всей глубине сказывается переменное волновое давление.

Крутизна волны - отношение высоты данной волны к ее длине. Крутизна волны в различных точках волнового профиля различна. Для практики значение



имеет наибольший наклон, который приближенно равен отношению высоты волны к ее полудлине $h/\lambda/2$.

Рис. 4. Кривая волновых колебаний поверхности воды

Для удобства характеристики крутизны волны пользуются отношением высоты к длине (h/λ), которое и называют *средней крутизной волны*.

Перечисленные элементы определяют *геометрические характеристики волн*. Для поступательной волны необходимо добавить еще три элемента.

Направление распространения волн, отсчитываемое от норда в сторону их движения.

Фронт волны - линия на плане взволнованной поверхности, проходящая по вершинам гребня данной волны, которые определяется по множеству волновых профилей, проведенных параллельно генеральному направлению распространения волн.

Длина гребня волны - протяженность гребня волны в направлении ее фронта.

Луч волны - линия, перпендикулярная фронту волны в данной точке.

Кроме элементов, определяющих геометрические характеристики волны, выделяют *кинематические элементы*. К ним относятся:

Период волны τ - интервал времени между прохождением двух смежных вершин волн через фиксированную вертикаль. Период волны можно определить и как время обращения частицы по ее орбите. Для стоячей волны период определяется промежутком времени, за который совершается полное колебание уровня, так как частицы воды в этом случае не совершают движения по круговым орбитам.

Скорость распространения, или **фазовая скорость c_ϕ** - скорость перемещения гребня волны в направлении ее распространения, определяемая за короткий интервал времени порядка периода волны. Понятие скорости относится только к поступательной волне.

Кроме фазовой скорости, применяются понятия **угловой скорости** вращения частиц по орбитам ω и **линейной скорости** орбитального движения частиц v .

Между элементами волны существуют следующие соотношения:

$$c_\phi = \frac{\lambda}{\tau}; \quad v = \omega r; \quad h = 2r; \quad \omega = \frac{2\pi}{\tau}; \quad \lambda = 2\pi r, \quad (1)$$

где r - радиус орбиты частицы.

Указанные элементы волн относятся к правильной двумерной волне. Реальные ветровые волны трехмерные. Запись реальной трехмерной волны по наблюдениям в точке представлена на рис. 5.

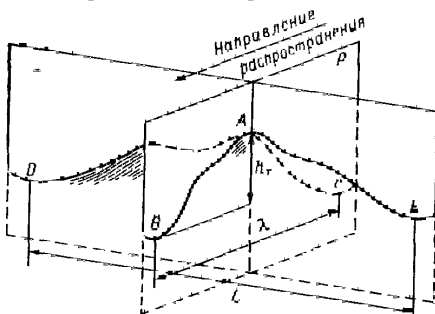


Рис. 5. Схема трехмерной волны

Как видно на рисунке, реальная волна весьма далека от двухмерной волны (типа зыби). Поэтому в теории волн приходится вводить дополнительные термины, к которым в первую очередь относится понятие **высоты волн в точке**. Под этим термином понимается разность

уровней по вертикали между вершиной и подошвой волн, зарегистрированных в точке.

Для реальных морских ветровых волн, которые являются трехмерными, возникает необходимость введения дополнительных терминов.

Для трехмерной волны необходимо введение дополнительного термина - длина гребня – L . Само понятие «высота волны» становится условным, если ее определять по результатам наблюдений в точке. Действительно, через поплавков волнографа, установленного в точке, волна может проходить любым участком своего «фронта», и не обязательно участком с максимальным возвышением (вершиной) и понижением (подошвой). Поэтому для трехмерных волн вводится еще одно дополнительное понятие - *высота трехмерных волн*. Она определяется как разность по вертикали между наивысшим уровнем вершины, определяемой как наивысшая точка холма, расположенного выше среднего волнового уровня, и уровнем подошвы, представляющим наинизшую точку ложбины, среднего волнового уровня.

На рис. 5 h_c - высота трехмерной волны, определяемая как вертикальное расстояние между высотами уровня в точке А (вершина) и В (подошва) профиля волны, λ - длина волны, а L - длина гребня - горизонтальное расстояние между подошвами двух смежных ложбин на волновом профиле, проведенном перпендикулярно генеральному направлению распространения волн.

1.2.1.3. Балл силы (степени) ветрового волнения

Для характеристики ветрового волнения, наблюдаемого на поверхности океанов и морей, используется балловая оценка силы (степени) волнения.

В 1953 г. в СССР была введена единая девятибалльная шкала силы волнения, представленная в таблице 3.

В ее основу положены высоты заметных крупных волн (обеспеченность высоты волн 3%).

Приведенные в таблице средние значения длин и периодов волн не служат элементами, определяющими балл волнения, и даны для общего представления об их возможных значениях при данных высотах волн.

Не следует смешивать приведенную шкалу силы волнения с широко известной шкалой состояния поверхности моря Бофорта. Последняя была разработана для оценки силы ветра по состоянию поверхности моря и дает представление только о видимом состоянии моря при ветрах разной силы. Это состояние моря при ветрах разной силы также оценивается по девятибалльной шкале. Однако балл состояния моря и балл силы волнения, оцениваемой по высоте волны, не идентичны. Достаточно указать на то, что в закрытых морях сила волнения обычно не превышает VII -VIII баллов, в то время как состояние поверхности моря нередко достигает IX баллов.

Таблица 3

Шкала силы (степени) ветрового волнения

Волнение, баллы	Словесная характеристика	Размеры волн		
		Высота, м	Длина, м	Период, с
0	отсутствует	0	0	0
I	слабое	до 0.25	5.0	2.0
II	умеренное	0.25 – 0.75	5-15	2 - 3

III	значительное	0.75 – 1.25	15 - 25	3 - 4
IV	то же	1.25 – 2.0	25 - 40	4 - 5
V	сильное	2.0 – 3.5	40 - 75	5 - 7
VI	то же	3.5 – 6.0	75 - 125	7 - 9
VII	очень сильное	6.0 – 8.5	125 - 170	9 - 11
VIII	то же	8.5 – 11.0	170 - 220	11-12
IX	исключительное	>11.0	>220	>12

1.2.2. Основы классической теории морских волн

Первые теории морских волн вытекали из основ классической гидромеханики. В них исследовались форма волны и ее кинематические характеристики, но не вскрывались закономерности развития и затухания волн, возбуждаемых ветром, не объяснялся механизм передачи энергии от ветра к волне и диссипации (рассеивания) этой энергии в волне. Кроме того, не рассматривалось многообразие волн, возникающих при действии ветра, и не давались связи между условиями действия ветра и элементами волн.

На основе обобщения и анализа данных наблюдений выявлены многие свойства ветровых волн, найдены методы, позволяющие производить расчеты параметров волн, и в некоторой мере вскрыт механизм передачи энергии от ветра к волне.

Однако, несмотря на достигнутые успехи в развитии теории ветровых волн, основные вопросы пока еще не получили достаточно полного и строгого решения, что объясняется большой сложностью самого решения.

Достаточно указать на то, что ветровые волны на поверхности океана не представляют собой строгого периодического явления, как волны в физическом их понимании. Морское волнение можно уподобить турбулентным (пульсационным) колебаниям поверхности моря, которое отличается большим разнообразием, что значительно усложняет изучение ветровых волн. Указанные обстоятельства не дают основания не учитывать классические теории морских волн, которые, несмотря на существенные ограничения, принимаемые при решении задачи, не потеряли своего методического и практического значения.

1.2.2.1. Теория волн для глубокого моря (трохоидальная теория)

Величины соотношений между элементами реальных волн весьма разнообразны. Поэтому при изучении элементов отдельной волны и их изменения часто используется идеализированная волна, в качестве которой выбирается **трохоидальная**. Это двумерная волна, частицы которой вращаются по правильным окружностям. При этом частицы, находящиеся на одной вертикали, колеблются синфазно.

Трохоидальный профиль волны заданной высоты и длины можно построить следующим образом. Если окружность радиусом R (рис. 6) катить по горизонтальной прямой (AB), то конец радиуса описывает циклоиду, а остальные точки радиуса описывают трохойды, соответствующие орбитам с радиусами $r = h/2$. Волна полной длины образуется после целого оборота катящейся окружности. Принято окружность радиусом R называть **катящимся кругом**, а радиусом r - **производящим кругом**.

Рис.6. Трохоида и циклоида

Следует отметить одну важную особенность трохойдальной волны. Она несимметрична относительно линии, определяющей

состояние воды в покое: центры орбит находятся выше этой линии. Отсюда следует, что средние за период положения точек взволнованной поверхности моря оказываются поднятыми над поверхностью невозмущенного уровня. Из геометрии трохойды следует, что этот подъем для поверхности (d_o) составляет

$$d_o = \frac{\pi \cdot r_o^2}{\lambda}. \quad (2)$$

Упрощенный вывод теории трохойдальной волны изложен Н. Н. Zubovым.

В этой теории делаются следующие допущения:

- море считается бесконечно глубоким ($z \rightarrow \infty$);
- жидкость является идеальной, состоящей из отдельных частиц и лишенной сил внутреннего трения;
- плотность воды принимается постоянной ($\rho = \text{const}$);
- волнение считается двумерным, установившимся и свободным; действие силы, вызвавшей волнение, прекратилось после развития волнения; сами волны рассматриваются как поступательные и гравитационные.

Рассмотрим трохойду, образованную катящимся кругом радиусом R и производящим кругом радиусом r (рис. 7). Пусть в точке трохойды m находится элементарный объем воды единичной массы, на который действуют сила тяжести

$$m B = g, \quad (3)$$

направленная по отвесу, и центробежная сила

$$m A = \omega^2 r, \quad (4)$$

направленная по радиусу r .

Из свойств трохойды следует, что Dm является нормалью к ее поверхности. Следовательно, равнодействующая mN сил g и $\omega^2 r$ направлена всегда по нормали к уровенной поверхности (на чертеже mN является продолжением Dm).

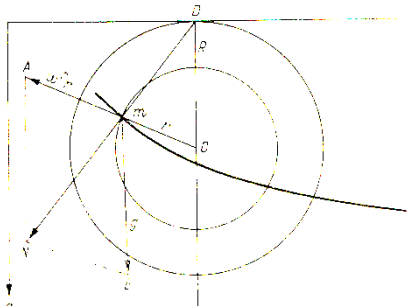


Рис. 7. К выводу теории трохойдальной волны

Из подобия треугольников mDO и NmB следует соотношение

$$\frac{DO}{mB} = \frac{Om}{mA} \quad (5)$$

Подставляя в (5) выражения (3) и (4) и обозначая соответственно радиусы кругов,

$$\frac{R}{g} = \frac{r}{\omega^2 r} = \frac{1}{\omega^2}. \quad (6)$$

получаем

Из этого соотношения легко получить формулы для определения других параметров трохoidalной волны. Поскольку $\omega = \frac{2\pi}{\tau}$, а длина трохoidalной волны λ равна длине катящегося круга

$$\lambda = 2\pi R, \quad (7)$$

то, подставляя их значения в выражение (6), получаем формулу для фазовой скорости трохoidalной волны:

$$c_{\Phi} = \frac{\lambda}{\tau} = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}. \quad (8)$$

Как видим, **фазовая скорость трохoidalной волны определяется ее длиной.**

Для периода волны τ выражение легко получить по соотношениям (1) и (8):

$$\tau = \sqrt{\frac{2\pi\lambda}{g}} \quad (9)$$

Наконец, для угловой скорости волны имеем:

$$\omega = \sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda}} \quad (10)$$

Из приведенных выражений видно, что в них входит только длина волны, а высота волны не влияет на перечисленные характеристики.

С глубиной волнение быстро затухает. Это объясняется тем, что радиусы окружностей, по которым двигаются частицы воды, с увеличением глубины уменьшаются. Тем самым уменьшаются амплитуды колебаний, а, следовательно, и высота волн.

На рис.8 показаны профили волн на поверхности и одновременно на различной глубине. Из этого рисунка следует:

1) **гребни и подошвы волн на глубине располагаются под гребнями и подошвами волн на поверхности;**

2) **длина волн, а значит, их скорость и период с глубиной не меняются;**

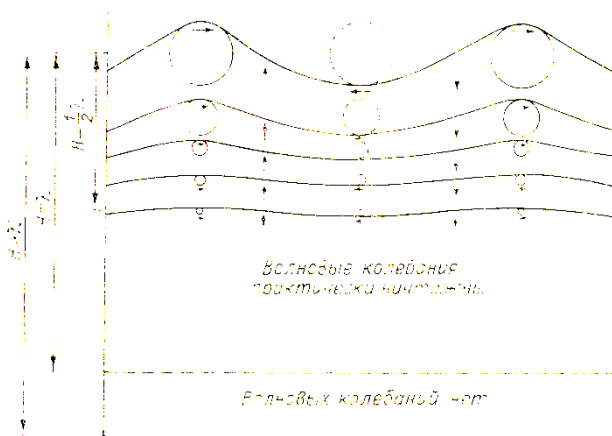


Рис. 8. Изменение профиля трохоиальной волны с глубиной

3) при волнении частицы движутся по круговым орбитам; радиусы орбит, по которым вращаются частицы, уменьшаются с глубиной экспоненциально и тем быстрее, чем короче волна:

$$r = r_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z}, \quad (11)$$

где z - вертикальное расстояние вниз от поверхности воды;

Радиус орбиты частиц равен половине высоты волны на данной глубине. Поэтому, заменяя $r_0 = h_0/2$, получим выражение, определяющее изменение высоты волны с глубиной:

$$h = \frac{h_0}{2} e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z},$$

где h_0 - высота волны на поверхности моря, т.е. *соответственно убыванию радиусов орбит частиц убывает и высота волны*:

Из формулы следует, что на глубине, равной половине длины волны ($z = \lambda/2$), высота волны уменьшается в 23 раза ($h = \frac{h_0}{23}$), а на глубине, равной длине волны ($z = \lambda$) - в 535 раз ($h = \frac{h_0}{535}$).

Полученная связь позволяет оценить глубину, на которой волнение практически исчезает. Эта глубина может быть принята равной половине длине волны. Следовательно, *можно считать, что на глубине, равной длине волны на поверхности, волнение практически отсутствует*. В океане, где встречаются ветровые волны, имеющие обычно длину не более 100 м, на глубине 50 м волнение практически отсутствует.

4) Скорость распространения волны зависит только от ее длины

$$c_{\phi} = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}$$

С глубиной она не меняется, так же как не меняются период и длина волны;

5) Профиль волны представляет трохиду;

6) Каждая трохоиальная поверхность является в то же время и поверхностью равного давления, иначе произошло бы ее смещение в сторону меньшего давления, т. е. возникло бы течение. Пределы изменения давления при прохождении волны с глубиной уменьшаются пропорционально уменьшению высоты волны. На глубине, равной длине волны, изменения давления исчезающе малы (высота волны уменьшается 535 раз).

Выводы трохоиальной теории волн находят свое практическое приложение при исследовании зыби в океане, которая близка к двумерной свободной волне. Для реальных ветровых волн, которые являются вынужденными и трехмерными, применимость этих выводов ограничена.

1.2.2.2. Теория волн для мелкого моря. Короткие и длинные волны

В рассмотренной трохоиальной теории влияние глубины моря на волны не учитывалось. Вместе с тем трение о дно существенно изменяет геометрические и кинематические характеристики волн. О них можно судить на основе выводов,

даваемых теорией волн для мелкого моря, рассматривающей двумерное установившееся волнение.

Из формулы $r = r_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z}$, следует, что уменьшение радиусов орбит зависит от отношения глубины к длине волны. Поэтому, чем меньше глубина моря и больше длина волны, тем слабее должен меняться радиус орбиты, но дно препятствует развитию вертикальных колебаний. В результате *орбиты частиц имеют эллиптическую форму с большой осью, вытянутой в направлении распространения волны. Размеры осей эллипсов зависят от отношения длины волны к глубине моря и уменьшаются по мере приближения ко дну (рис. 9 б).*

При очень больших длинах волн ($H > 0.5\lambda$) горизонтальная ось эллипса практически не уменьшается с глубиной (рис. 9 а).

Скорость волны зависит не только от ее длины, но и от глубины моря и выражается формулой

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}} \operatorname{th} \frac{2\pi}{\lambda} H \quad (12)$$

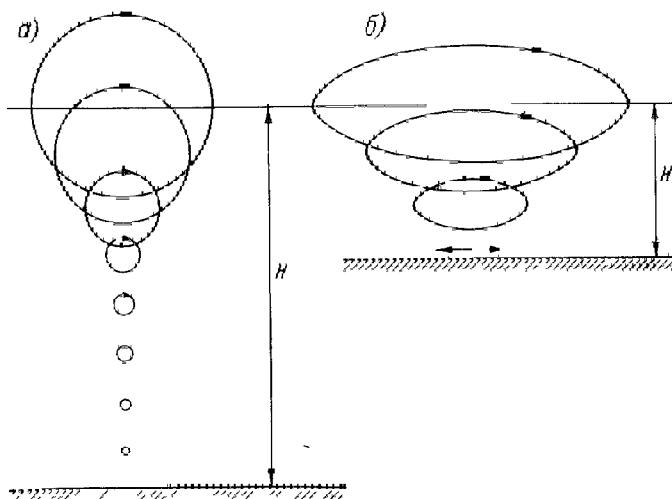


Рис. 9. Влияние глубины моря на форму орбит частиц в волне
а) $H > 0.5\lambda$; б) $H < 0.5\lambda$.

В случае, когда H/λ велико, гиперболический тангенс стремится к единице $\operatorname{th} \frac{2\pi}{\lambda} H \approx 1$ и формула (12) принимает вид формулы (8),

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}.$$

Волны, удовлетворяющие отношению $H > 0.5\lambda$, называются *короткими*. Следовательно, для волн, имеющих длину меньше удвоенной глубины моря, при определении элементов поверхностных волн справедливы формулы трохoidalной

теории. К ним относятся ветровые волны, наблюдаемые на некотором удалении от береговой черты.

Для отношений $N < 0.1 \lambda$ значения тангенса и его аргумента с достаточной точностью становятся равными друг другу. Учитывая это, из формулы (12) получают важную формулу для фазовой скорости таких волн:

$$c_\phi = \sqrt{gH}, \quad (13)$$

из которой видно, что скорость распространения этих волн зависит только от глубины моря. Волны, у которых $N < 0.1 \lambda$, **называются длинными**. Примером длинных волн служат приливные волны.

В интервале отношений $N/\lambda = 0,5 \div 0,1$ волны находятся в переходной стадии от коротких к длинным, и их называют волнами **мелководья** или (по Н. Н. Зубову) **длинными короткопериодными**. К этому виду волн относятся ветровые, распространяющиеся в прибрежной зоне, и цунами.

Вопрос о том, является волна длинной или короткой имеет практическое значение. При подходе волн к прибрежному мелководью они становятся длинными, размывают дно, перемещают огромные массы наносов, изменяя дно и берега. Поэтому для инженерной практики установлены критерии перехода волн от коротких к длинным.

Выводы теории волн для мелкого моря могут быть использованы при изучении приливных волн, для которых хорошо выполняется соотношение (13) и профиль которых близок к синусоидальному. А также частично при изучении ветровых волн и волн зыби при их распространении из открытой части моря к побережью в условиях постепенно уменьшающейся глубины моря.

1.2.2.3. Групповая скорость волн

Рассмотренные теории морских волн относятся к простым системам волн, имеющим на всем пространстве одинаковые высоты и периоды (длины). В природе никогда не наблюдается такая система. Волны всегда представляют собой сумму того или иного количества простых волн, распространяющихся в различных направлениях и имеющие различные высоты и периоды.

Простейшим случаем системы волн является **наложение (интерференция) волн, близких между собой по периоду и высоте**. Результат интерференции двух таких волн представлен на рис. 10. Пунктиром показаны интерферирующие волны, черной сплошной линией - результирующая волна, а тонкой сплошной линией - ее огибающая. Как видно на рисунке, огибающая охватывает несколько результирующих волн, изменяющих свою высоту от почти нулевых значений до наибольшей в данной совокупности, **называемой группой волн**.

Интерференция волн приводит к известному **явлению «девятого вала»**, когда через несколько постепенно нарастающих по высоте волн приходит особенно высокая волна, которую и называют девятым валом. Однако наибольшая по высоте волна может быть любой, а не только девятой, в зависимости от периодов интерферирующих волн.

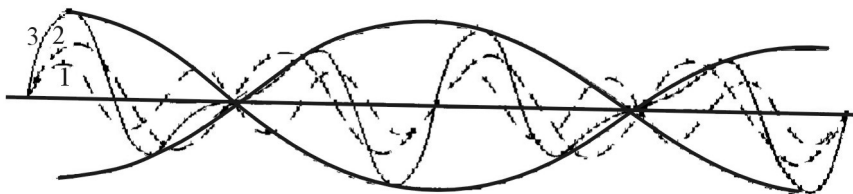


Рис. 10. Схема наложения (интерференции) волн
1- 2 – интерферирующие волны, 3 – результирующая волна

Огибающая группы волн перемещается вместе с перемещением результирующей волны. Однако скорость ее перемещения, которая определяет скорость перемещения группы волн $c_{гр}$ и называемая **групповой скоростью**, не совпадает с фазовой скоростью интерферирующих волн c_1 и c_2 .

В случае глубокого моря между этими скоростями существует следующая связь:

$$c_{гр} = \frac{c_1 c_2}{c_1 + c_2} \quad (14)$$

Так как периоды интерферирующие ветровых волн в глубоком море часто близки между собой, можно принять c_1 и c_2 равными их средней скорости c , что дает

$$c_{гр} \approx \frac{c}{2} \quad (15)$$

Следовательно, *для волн глубокого моря можно принять групповую скорость волн равной половине фазовой скорости.*

Для волн мелководного моря групповая скорость зависит от отношения глубины моря H к длине волны λ .

Групповая скорость непосредственно определяет скорость переноса энергии волн в направлении их распространения и входит в уравнение баланса энергии волн.

1.2.2.4. Энергия волн

Энергия частиц при волнении складывается из **кинетической энергии**, не меняющейся при их движении по орбите, и **потенциальной**, которая меняется, так как при движении по орбите меняется высота частиц над спокойным уровнем.

Если бы центр орбиты частицы совпадал с положением частицы в состоянии покоя, как было принято выше, средняя потенциальная энергия за один оборот частицы по орбите была бы равна нулю. Однако в действительности центр орбиты частицы несколько приподнят над положением покоя. Вследствие этого осредненное за период значение потенциальной энергии будет отличаться от нуля и зависеть от величины превышения центров орбит над положением частиц в покое.

Для определения этого превышения возьмем профиль волны, изображенный на рис.11. Для того чтобы найти уровень, соответствующий нулевому значению потенциальной энергии, необходимо провести линию NN^1 , которая делила бы площадь поперечного сечения волны на две равновеликие части. Как видно на рис.11, эта линия проходит ниже линии OO^1 , соединяющей центры орбит. Линия NN^1 соответствует положению частиц в спокойном состоянии, когда потенциальная энергия равна нулю. Следовательно, ордината d_0 определяет отклонение среднего положения частиц при волнении относительно состояния покоя.

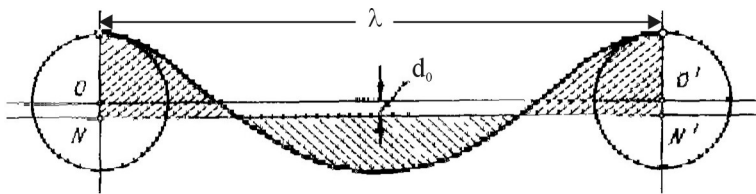


Рис. 11. Схема для вычисления потенциальной энергии волн

Тогда потенциальная энергия частицы, отнесенная к единице массы, будет равна произведению $g \cdot d_0$. Среднее превышение частицы d_0 может быть найдено на площади $OO'NN'$, которая равна λr^2 . Так как расстояние OO' равно λ , то

$$d_0 = \frac{\pi r^2}{\lambda}$$

Отсюда потенциальная энергия ΔE_n частицы, имеющая массу, равную единице, будет равна $\Delta E_n = g \frac{\pi r^2}{\lambda}$.

Найдем теперь кинетическую энергию частицы с единичной массой ΔE_k . Она равна $\Delta E_k = \frac{v^2}{2}$, где v - линейная скорость движения частицы по орбите.

Но $v = \omega r$, где ω - угловая скорость движения частицы по орбите, которая связана с периодом волны выражением $\omega = \frac{2\pi}{\tau}$.

В свою очередь, из формул $c_\phi = \frac{\lambda}{\tau}$ и $c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}$ имеем:

$$\tau = \sqrt{\frac{2\pi \lambda}{g}}$$

Следовательно, кинетическая энергия частицы с единичной массой будет равна $\Delta E_k = \frac{v^2}{2} = \frac{\omega^2 r^2}{2} = \frac{4\pi^2 r^2}{2\tau^2} = \frac{4\pi^2 g r^2}{4\pi \lambda}$ или после сокращения:

$$\Delta E_k = \frac{g\pi r^2}{\lambda}$$

Таким образом, кинетическая энергия частицы с единичной массой равна потенциальной: $\Delta E_n + \Delta E_k$. Полная энергия равна сумме кинетической и потенциальной энергии, т. е.

$$\Delta E = \Delta E_n + \Delta E_k = \frac{2g\pi r^2}{\lambda}$$

Количество энергии, которым обладает столб воды толщиной db с основанием, равным единице, и плотностью ρ , будет

$$dE = \Delta E \rho db = 2g\rho \frac{\pi r^2}{\lambda} db$$

Для получения полной энергии, заключенной в столбе воды с единичным основанием, т. е. энергии, приходящейся на единицу поверхности волны, необходимо проинтегрировать это выражение по всей толще от нуля до

бесконечности $E = \int_0^{\infty} 2g\rho \frac{\pi r^2}{\lambda} db$, заменяя $r = r_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}b}$ и учитывая, что

$$r_0 = \frac{h_0}{2}, \text{ получим: } E = 2\rho g \frac{\pi r_0^2}{\lambda} \int_0^{\infty} e^{-\frac{4\pi}{\lambda}b} db = \frac{\rho g r_0^2}{2},$$

Найдем энергию, приходящуюся на единицу поверхности волны, принимая, что на поверхности моря высота волны равна h_0 ,

$$E = \frac{1}{8} \rho g h_0^2 \quad (16)$$

Из формулы (16) следует, что **энергия, заключенная под единичной площадью, зависит только от высоты волны**. Квадратическая зависимость указывает на быстрое возрастание энергии при возрастании высоты волны. Поскольку радиусы орбит с глубиной быстро уменьшаются, **основная энергия волны сосредоточена в верхней ее части**.

Выражение справедливо для двумерной волны, у которой высота волны не меняется вдоль гребня. Для трехмерной волны соотношение будет иным. Если положить, что вдоль гребня волны ее высота меняется по синусоидальному закону, то для трехмерной волны, имеющей максимальную высоту вдоль гребня h_0 , энергия E_3 будет вдвое меньше:

$$E_3 = \frac{1}{16} \rho g h_0^2 \quad (17)$$

1.2.2.5. Волновое течение

В глубоком море (при $H > 0.5 \lambda$) возникают волны, профиль которых описывается трохойдой, а частицы движутся по замкнутым круговым орбитам.

В действительности, как показывают наблюдения, частицы имеют и **поступательное движение, которое называется волновым течением**. Оно возникает независимо от того, есть ли ветер или нет его, т. е. обусловлено природой самого явления.

Теория возникновения волнового течения была разработана академиком В. В. Шулейкиным в 1954 году.

Скорость поступательного движения частиц, т. е. скорость волнового течения, за период волны изменяется. Она также неравномерна как вдоль длины волны, так и по глубине. Скорость максимальна на середине склона волны и уменьшается с глубиной. Осредненная за период волны скорость волнового течения v_s на поверхности выражается формулой Стокса через радиус орбиты частицы на поверхности r_0 , длину волны λ и ее скорость c :

$$v_s = r_0^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 c \quad (18)$$

Так как радиус орбит частиц убывает с глубиной по экспоненциальному закону $r = r_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}z}$, то скорость волнового течения V_{θ_z} на глубине z определяется

$$\text{формулой} \quad V_{\theta_z} = r_0^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 c e^{-\frac{2\pi}{\lambda}z} \quad (19)$$

Таким образом, средняя ее величина за полный период волны V_{θ_z} зависит от высоты и длины волны и быстро уменьшается с глубиной, но V_{θ_z} на поверхности океана может быть существенным.

Волновое течение также изменяет орбитальное движение частиц и вызывает отклонение профиля волны от трохойды. Профиль волны при наличии волнового течения отличается от трохойды большим заострением гребня и притупленной впадиной.

1.2.3. Физическая картина развития и затухания волн

Классические теории морских волн обладают одним существенным недостатком: они не вскрывают процесса развития и затухания волн и механизма передачи энергии от ветра к волне. Между тем решение именно этих вопросов необходимо с целью получения надежных соотношении для расчета элементов волн. Поэтому дальнейшее развитие теории морских волн пошло по пути установления эмпирических, а затем и теоретических связей между ветром и волнением с учетом разнообразия реальных морских ветровых волн и нестационарности явления.

1.2.3.1. Зарождение ветровых волн

При начале действия ветра на поверхности моря образуются капиллярные волны (рябь). Они наблюдаются визуально при скорости ветра порядка 0.7 м/с и характеризуются высотой порядка 3-4 мм и длиной 40-50 мм. Их возникновение можно объяснить следующим образом. При действии ветра на неподвижную водную поверхность в придном слое воздуха создается большой вертикальный градиент скорости ветра. Вследствие этого движение воздуха у самой поверхности воды становится неустойчивым и распадается на отдельные вихри с горизонтальными осями, перпендикулярными к направлению ветра. Вихри создают пульсационный ход давления над водной поверхностью, что и приводит к образованию первичных капиллярных волн. Дальнейшее воздействие ветра приводит к возрастанию амплитуды волны и ее переходу из капиллярной в гравитационную.

Для количественной оценки развития ветровых волн необходимо рассмотреть уравнение баланса энергии волн, выведенное проф. В. М. Макавеевым в 1937 г. и определяющее физическую сущность развития и затухания волн.

1.2.3.2. Уравнение баланса энергии волн

Для вывода уравнения баланса энергии ветровых волн глубокого моря примем, что волна является двумерной, и выделим объем с сечением ABCD, расположенным перпендикулярно направлению распространения волн. Ось X направим в сторону распространения волны (по ветру - ω), а ось Z вертикально вверх. Ось Y положим перпендикулярной к плоскости чертежа (рис.12), а расстояние по оси равным единице. Тогда выделенный объем численно будет равен площади сечения ABCD, что позволяет перейти от трехмерной задачи к двумерной.

Положим, что нижняя граница выделенного объема расположена на глубине, на которой волнение отсутствует. Расстояние BC, равное dx , будем считать достаточно малым для изменения средних значений элементов волн. Очевидно, что изменение средней волновой энергии в выбранном объеме за единицу времени будет

$$\frac{dE}{dt} dx, \text{ где } dx = BC, \text{ а } E \text{ характеризует среднюю волновую энергию, заключенную в}$$

столбе жидкости с единичной площадью основания и высотой, равной высоте выделенного столба. Это же изменение энергии можно подсчитать и другим способом. Через грань AB слева в единицу времени поступает энергия в количестве $E \cdot v_c$, где v_c - скорость переноса энергии, равная групповой скорости волн.

Через грань DC энергия уходит в количестве

$$E \cdot v_c + \frac{d}{dx}(E \cdot v_c) dx.$$

Через грань AD в единицу времени поступает энергия от ветра в количестве $M_p dx + M_\tau dx$, где M_p - количество энергии, передаваемое ветром за счет нормального давления ветра, отнесенное к единице площади; M_τ - то же за счет касательного напряжения.

Наконец, часть энергии в количестве $E_\mu \cdot dx$ рассеивается турбулентной вязкостью и переходит в тепло, E_μ - количество рассеиваемой энергии, отнесенное к единице площади.

Таким образом, полное изменение средней энергии в выделенном объеме в единицу времени выразится:

$$E \cdot v_c - [E \cdot v_c + \frac{d}{dx}(E \cdot v_c) dx] + M_p dx + M_\tau dx - E_\mu \cdot dx = [-\frac{d}{dx}(E \cdot v_c) + M_p + M_\tau - E_\mu] dx.$$

Приравнявая оба выражения для изменения энергии в единицу времени и сокращая на dx , получим **уравнение баланса энергии ветровых волн**:

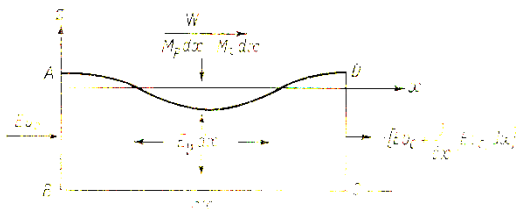
$$\frac{dE}{dt} = -\frac{d}{dx}(E \cdot v_c) + M_p + M_\tau - E_\mu. \quad (20)$$

Для установившегося волнения $\frac{dE}{dt} = 0$ и, следовательно,

$$\frac{d}{dx}(E \cdot v_c) = M_p + M_\tau - E_\mu. \quad (21)$$

Рис. 12. К выводу уравнения баланса энергии волн

Количество энергии E в столбе жидкости с единичным



основанием определяется выведенной ранее формулой $E = \frac{g\rho a^2}{2}$, где a - амплитуда волны.

Скорость переноса энергии, равная групповой скорости, определяется для коротких волн выше приведенной формулой $v_c = \frac{c}{2}$, где c - фазовая скорость распространения волн. Уравнение (19) связывает между собой неизвестные элементы волны - высоту h и длину λ в любой момент времени t со скоростью ветра, продолжительностью его действия и расстоянием, проходимым волной вдоль оси X и **называемым длиной разгона**. Действительно, энергия волны E , как показывают соотношения $E = \frac{1}{8} \rho g h_0^2$ и $E_3 = \frac{1}{16} \rho g h_0^2$, связана с высотой волны.

Член $\frac{dE}{dt}$ характеризует изменение энергии во времени, а, следовательно, и изменение высоты волны. Член уравнения $\frac{d}{dx}(E \cdot v_c)$ определяет перенос энергии в направлении распространения волны и связан с расстоянием, проходимым волной вдоль оси X (длиной разгона), с групповой скоростью волны $c_{гp}$, которая определяет скорость переноса волновой энергии, и с высотой волны, с которой связана энергия волны E . Члены уравнения M_p и M_τ определяются не только скоростью действующего ветра, но и зависят от элементов волн. Количество теряемой энергии E_μ также связано с элементами волны.

Так как уравнение (19) включает две неизвестные величины h и λ , его решение не может быть осуществлено без дополнительного соотношения, связывающего между собой эти неизвестные. Классические теории дают связь только между длиной волны λ , ее периодом τ и скоростью распространения c , а потому не могут быть использованы для установления соотношения между h и λ . Такие соотношения строятся исходя из тех или иных гипотез с учетом экспериментальных данных.

Решение уравнения баланса энергии оказывается более простым для установившегося волнения, т. е. когда $\frac{dE}{dt} = 0$.

Однако даже и в этом случае возникают существенные трудности. К ним относятся вопросы физического объяснения механизма передачи энергии от ветра к волне (а, следовательно, и обоснование методов расчета передаваемой мощности), определение потерь на турбулентное трение и, наконец, нахождение второго соотношения для установления связей между высотой и длиной волны.

Одни исследователи отводят основную роль в передаче энергии от ветра к волне касательному напряжению ветра.

Другие исследователи считают, что передача энергии от ветра и волне осуществляется вследствие разности давлений на наветренный и подветренный склоны волны. Этой точки зрения придерживается академик В. В. Шулейкин.

Существенным является вопрос об определении мощности, теряемой вследствие турбулентности, возникающей при волнении.

Не менее сложный при решении уравнения баланс энергии ветровых волн вопрос об установлении связей между длиной и высотой волны, необходимых для получения второго уравнения.

Большинство авторов решает этот вопрос на основе обработки результатов наблюдений над ветровым волнением. Естественно, при этом получаются различные выводы, так как реальные волны отличаются большим разнообразием и не являются двухмерными. Первое теоретическое решение было получено В.В.Шулейкиным, который, используя теорему о моменте количества движения к частицам воды, перемещающимся при волнении по орбитам в форме окружности, разработал теорию нарастания длин волн под действием ветра. Это позволило ему найти второе уравнение для связей между длиной и высотой волны.

При установившемся волнении должно существовать равенство между мощностью, передаваемой от ветра к волне и теряемой на турбулентное трение. Такое равенство, по выводам В.В.Шулейкина, наступает тогда, когда скорость волны c достигает 0.82 скорости ветра ω , т. е. когда $\beta = \frac{c}{\omega} = 0.82$.

Отношение скорости волны к скорости ветра ($\beta = \frac{c}{\omega}$) называют безразмерной скоростью или **возрастом волны**, поскольку это отношение характеризует стадию развития волн. От начала развития волны до $\beta = 1$ они находятся под действием ветра. После достижения условия $\beta > 1$ ветер практически перестает действовать на них.

При развитии волн нарастание длины волны в отличие от нарастания их высоты происходит неравномерно: вначале рост идет довольно быстро, а затем замедляется. Наибольшей крутизны волны достигают при $\beta \cong 0.27$. Однако на протяжении всего этапа развития волн их длина растет быстрее высоты, что приводит к уменьшению крутизны волны.

Теоретические выводы и наблюдения показывают, что устойчивые волны могут наблюдаться только до вполне определенных значений крутизны волны. Затем волна становится неустойчивой, и ее гребень разрушается. Теоретически предельное отношение высоты волны к ее длине равно 1/7. Наблюдения дают близкие значения (порядка 1/10). Рассмотренные вопросы развития волн позволяют описать лишь основные черты этого явления. Действительная картина значительно сложнее. Прежде всего, необходимо напомнить, что воздушный поток, действующий на поверхность моря, неоднороден по своей структуре. Скорость и направление ветра в различных точках поверхности моря неодинаковы и не остаются неизменными по времени. Поэтому под воздействием ветра создается сложная система волн различной высоты и длины. В силу этого они не могут распространяться как параллельные ряды, т. е. иметь характер двумерных волн, и разбиваются на холмы и впадины, располагающиеся примерно в шахматном порядке, т. е. принимают характер трехмерных волн.

Разнообразие скоростей распространения волн приводит к тому, что одни волны нагоняют другие, сливаются с ними, т.е. происходит интерференция. В результате создаются **группы волн**.

Наличие поступательного движения частиц (волнового течения) приводит к увеличению крутизны волны и к срезанию ее вершины (образованию барашков). Вследствие этого волны не достигают тех предельных значений, которые имели бы место при движении частиц по замкнутым орбитам.

Срезание вершин обуславливает удары волн о корабль. Этот эффект еще усиливается тем, что на поверхности основных гравитационных волн возникают волны высших порядков, увеличивающие срыв гребней.

Вызванные ветром волны, распространяющиеся в области волнообразования, после ослабления ветра и (или) изменения его направления, или вызванные ветром волны, пришедшие из области волнообразования в другую область, где дует ветер с другой скоростью и (или) другим направлением, называются **зыбью**.

Вызванные ранее ветром волны, распространяющиеся при отсутствии ветра, называют **мертвой зыбью**. При взаимодействии ветрового волнения и зыби образуется **смешанное** волнение.

Полгие волны зыби большой длины выходят за пределы штормовой зоны и распространяются впереди нее как волны - предвестники приближения шторма.

1.2.3.3. Волны в циклонах

Наблюдаемое на поверхности моря значительное и сильное волнение в подавляющем большинстве случаев связано с циклонами. При перемещении циклонов вместе с ними смещается и поле волн.

Если циклон достаточно глубок, а, следовательно, и сила ветра достигает значительной величины, то при перемещении такого циклона в течение достаточно долгого времени над большими водными пространствами скорость волн в передней его части может превзойти скорость перемещения самого циклона. В этом случае появившаяся зыбь при ее усилении будет являться предвестником приближения циклона

Часто бывает и так, что сильный ветер, развивший ветровое волнение, стихает. Тогда эти ветровые волны превращаются в волны зыби. Однако спустя некоторое время ветер снова усиливается; тогда при наличии зыби развитие нового ветрового волнения протекает гораздо быстрее и нужно значительно меньше времени, чтобы вновь появившийся ветер породил сильное ветровое волнение.

Такое явление особенно часто наблюдается в тех областях океанов и морей, где штормы следуют в быстрой последовательности один за другим. Тогда море не успевает успокоиться, и каждый следующий шторм быстро разводит сильное волнение. Такие условия наблюдаются, например, в северной части Атлантического океана, в северной части Тихого океана, в таких морях, как Баренцево, Охотское и особенно часто в южных частях Атлантического, Индийского и Тихого океанов, где штормы идут в частой последовательности и достигают огромной силы.

Зыбь при своем распространении от циклона затухает, причем ее длина, а, следовательно, и скорость распространения, изменяются.

Наряду с зыбью от циклона распространяются волны значительно большей длины и периода, но очень малой высоты и поэтому не наблюдаемые визуально. Период таких волн, **названных предвестниками зыби**, достигает 1-2 мин, а скорость распространения 10000 - 15000 миль в сутки. Наблюдения над предвестниками зыби у побережья позволяют при благоприятных условиях определять положение циклонов в океане.

С циклонами связаны также пульсации давления у дна, возбуждающие его колебания. Распространяясь по дну и суше, эти колебания регистрируются сейсмическими станциями в виде так называемых микросейсм. По времени прихода микросейсм в различные пункты можно определить местонахождение циклона. Возникновение микросейсм связано с возникновением стоячих волн (толчей) в центре циклона, пульсирующими ударами воздушного потока о поверхность воды, которые бывают особенно резкими при прохождении холодных фронтов, а также с другими причинами, способными создавать пульсацию давления у дна.

Волны в циклонах определяют и решение такой важной практической задачи, как выбор оптимальных курсов плавания судов в океане. В настоящее время как в нашей стране, так и за рубежом, основным критерием является потеря скорости хода на волне с учетом безопасности плавания. В климатическом аспекте выбор пути осуществляется по специальным пособиям типа «Океанские пути мира», «Атласы гидрометеорологических условий плавания судов морского флота» и другим. При необходимости решения задачи в конкретных синоптических условиях руководствуются указаниями специальных прогностических групп по обслуживанию судов рекомендуемыми курсами, создаваемых в крупных прогностических центрах.

1.2.4. Поведение ветровых волн у побережья

При подходе к побережью ветровые волны подвергаются деформации и рефракции вследствие уменьшения глубины и увеличения трения о дно, их элементы изменяются; а непосредственно у берега, или в некотором удалении от него, волны разрушаются.

Поведение волн у побережья зависит от береговой черты и характера изменения рельефа дна.

1.2.4.1. Поведение волн у отвесного берега

Если берег отвесный и приглубый, причем глубина моря у берега больше полудлины волны, волна при подходе к нему практически не изменяет своих элементов. Достигая берега, она отражается. Отраженная волна интерферирует с набегающими волнами, в результате чего образуется система стоячих волн: при этом наблюдается то более или менее резкий подъем воды — всплеск, то понижение уровня ниже среднего положения. Иными словами, у отвесного берега, где горизонтальное перемещение частиц невозможно, отмечаются пучности. Высота «взброса» (подъема уровня) примерно равна удвоенной высоте набегающей волны.

Так как в рассматриваемом случае происходит лишь частичное разрушение волны и изменяется направление ее движения, сила удара (давление) оказывается относительно небольшой. Наибольшее давление отмечается примерно на уровне подошвы волны.

Учитывая, что у берега определять высоту и длину волны затруднительно, В.В.Шулейкин предложил формулу для расчета давления волны по ее периоду. Формула, предложенная Шулейкиным, получается из выражения для p в

предположении, что $\frac{h}{\lambda} = 0.085$ и имеет вид $p = 0.09\tau^2 \text{ т/м}^2$, где период волны τ выражен в секундах.

Сила удара (давление) оказывается значительно большей, когда волны при набегании на берег полностью разрушаются. Это наблюдается у приглубых, но изрезанных берегов, особенно при наличии отдельных скал, выступающих в море.

Набегая на изрезанный берег, волна не отражается, а обрушивается на него всей массой, отдавая всю свою энергию и разрушаясь. Если при этом происходит резкое уменьшение фронта волны, возникает явление водяного тарана. Энергии волны, приходящаяся на единицу площади, возрастает вследствие уменьшения поверхности волны.

Сила удара волны оказывается настолько большой, что вызывает разрушение берега и береговых сооружений. По результатам измерения она достигает у берегов океана величин около 38 т/м^2 , а во внутренних морях около 15 т/м^2 .

Более слабому воздействию подвергается пологий берег, так как подходящие волны обычно разрушаются раньше, чем достигнут береговой линии. Однако сами волны подвергаются значительным изменениям при подходе именно к пологому берегу.

1.2.4.2. Рефракция волн

Как бы беспорядочно ни было волнение вдали от берегов, при выходе на мелководье оно становится более упорядоченным. Волны распространяются по мелководью более или менее правильными параллельными грядами.

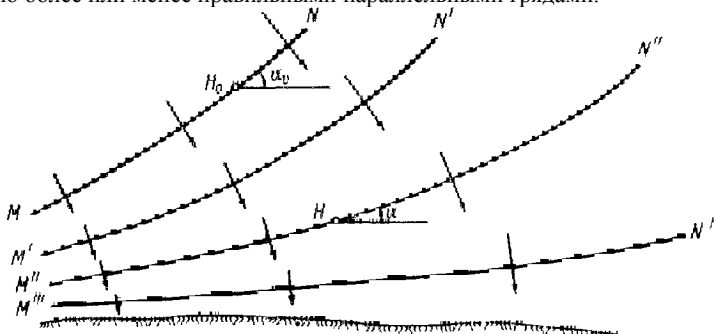


Рис. 13. Рефракция волн на мелководье

Преобразование волн обусловлено гашением мелких, обладающих меньшей энергией волн, вследствие увеличения трения о дно при уменьшении глубины. При распространении волн по мелководью происходит разворот фронта, т. е. рефракция волн (рис. 13). Независимо от положения фронта волны в открытом море с приближением к берегу фронт волны стремится занять положение, параллельное береговой черте

Физическое объяснение явления рефракции заключается в следующем. На мелководье волны приобретают свойства длинных волн, скорость которых зависит от глубины моря и определяется формулой $c = \sqrt{gH}$. Участки фронта волны, которые находятся ближе к берегу, движутся медленнее, чем более мористые. Поэтому фронт волны разворачивается, стремясь занять положение, параллельное береговой черте.

1.2.4.3. Изменение параметров волн на мелководье

Наряду с рефракцией при движении волн по мелководью происходит и изменение их параметров. Под воздействием ветра возникает сложная система волн. На мелководье она становится более упорядоченной и принимает характер двумерной.

При этом **высота волн с уменьшением глубины растет, длина и скорость уменьшаются**. Если положить, что на глубине H_o скорость волны c_o , длина λ_o , период τ_o , а на меньшей глубине H скорость c , длина λ , период τ , то можно записать следующие равенства:

$$\tau_o = \frac{\lambda_o}{c_o}; \quad \tau = \frac{\lambda}{c}$$

Для случая длинных волн

$$c_o = \sqrt{gH_o}; \quad c = \sqrt{gH}, \quad \text{откуда:}$$

$$\tau_o = \frac{\lambda_o}{\sqrt{gH_o}}, \quad \tau = \frac{\lambda}{\sqrt{gH}}$$

Так как периоды волн изменяются мало при изменении глубины, их можно принять равными между собой. Следовательно,

$$\frac{\lambda}{\sqrt{gH}} = \frac{\lambda_o}{\sqrt{gH_o}}, \quad \text{или} \quad \frac{\lambda}{\lambda_o} = \sqrt{\frac{H}{H_o}} \quad (22)$$

т.е. длина волны уменьшается с уменьшением глубины.

Для суждения об изменении высоты волны положим, что количество энергии волны не изменяется при ее движении по мелководью. Обозначим через h_o высоту волны и L_o - длину гребня волны на глубине H_o , а через h , L , те же элементы на глубине H . Энергию волны пойдем, умножив выражение $E = \frac{1}{8} \rho g h_o^2$ на общую

площадь волны $L \cdot \lambda$. Получим для волны на глубине H_o : $E = \frac{1}{8} \rho g h_o^2 L_o \lambda_o$,

а для волны на глубине H : $E = \frac{1}{8} \rho g h^2 L \lambda$.

Так как по условию энергия волны не изменяется, можно записать равенство

$$\frac{1}{8} \rho g h_o^2 L_o \lambda_o = \frac{1}{8} \rho g h^2 L \lambda, \quad \text{откуда:}$$

$$\frac{h^2}{h_o^2} = \frac{L_o}{L} \frac{\lambda_o}{\lambda}$$

Если длина гребня волны не меняется, т. е. $L = L_o$, то $\frac{h^2}{h_o^2} = \frac{\lambda_o}{\lambda}$.

Заменяя отношение $\frac{\lambda_o}{\lambda}$ его значением из формулы (20) получим

$$\frac{h^2}{h_o^2} = \sqrt{\frac{H_o}{H}} \quad (23)$$

т. е. высота волны растет с уменьшением глубины.

Если $L \neq L_o$, то

$$\frac{h^2}{h_o^2} = \sqrt{\frac{H_o}{H} \frac{L_o}{L}}, \quad (24)$$

т. е. при уменьшении длины гребня волны L высота возрастает. Подобного рода явление может наблюдаться при вхождении волны в залив или бухту. Особенно заметное увеличение высоты волны за счет уменьшения гребня отмечается при вхождении в бухты или заливы приливных волн.

Когда глубина становится меньше половины длины волны, ее высота начинает уменьшаться и уменьшается до тех пор, пока глубина не станет равной 0.17 длины волны. При дальнейшем уменьшении глубины высота волны начинает быстро расти. Длина волны и ее скорость уменьшаются с уменьшением глубины.

1.2.4.4. Прибой

Уменьшение длины при одновременном увеличении ее высоты приводит к быстрому нарастанию крутизны волны. Когда крутизна достигает предельного значения, гребень волны разрушается, образуя прибой.

Однако главная причина образования прибоя у отмелого берега - это трансформация волны. Физическая природа трансформации профиля волны достаточно проста. Высота волны на мелководье оказывается соизмеримой с глубиной моря, поэтому движение частиц по орбите становится неравномерным; частицы находящиеся у подошвы движутся из-за трения о дно медленнее частиц, находящихся на гребне. Гребень начинает нагонять подошву.

Когда передний склон волны делается отвесным (гребень нагоняет подошву), волна опрокидывается, образуя прибой. Схема образования прибоя на отмелом берегу представлена на рис. 14.

Опрокидывание гребней происходит не только у уреза воды, но и вдали от него. Глубина, на которой происходит опрокидывание гребней, зависит от многих факторов: длины волны и ее крутизны, крутизны склона дна, направления ветра по отношению к берегу, наличия течений и т. п.

При отлогом дне (уклон меньше 1:40), нагонном ветре и сильном встречном течении волны могут опрокидываться на глубине вдвое большей, чем высота волны. При умеренном ветре и штиле (разбивание зыби) и слабом течении волны разбиваются на глубине, равной 1.3 их высоты. При сильном нагонном ветре и отсутствии течений волны могут разбиваться на глубине, равной $\frac{3}{4}$ их высоты.

Если на пути распространения волн встречаются банки или рифы с небольшими глубинами, волны разрушаются над ними, образуя бурн -надежный сигнал подводных опасностей. Когда глубина над банкой значительно меньше половины длины волны, но не настолько мала, чтобы вызвать разрушение волны и бурн, над ней всегда наблюдается искажение профиля волны и зачастую увеличение ее высоты.

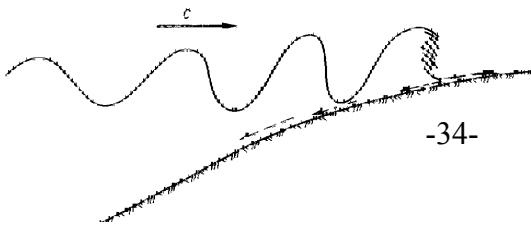


Рис. 14. Схема образования прибой

Рассмотренный прибой, характеризующийся искажением профиля волны, ее опрокидыванием и последующим спокойным натеканием на пляж, относится к так называемому ныряющему типу. Этот тип прибоя встречается наиболее часто. Но в некоторых условиях рельефа дна, ветрового режима и характера течений наблюдаются и другие типы прибоя. Так, например, иногда гребень опрокидывается вдали от пляжа на относительно спокойный участок водной поверхности, образуя небольшой, вытянутый вдоль берега холм воды, быстро перемещающийся к берегу по спокойному участку воды. Это так называемая **уединенная волна**, образующаяся при мгновенном добавлении избыточной массы воды (опрокидывающегося гребня) на сравнительно спокойную водную поверхность. Уединенная волна имеет только гребень, но не имеет подошвы. Ее называют также **переносной волной**, так как с ней связан не только перенос воды, но и предметов, оказавшихся на ее поверхности.

Иногда наблюдается постепенное разрушение гребня. В этом случае волна, достигая максимальной крутизны, сохраняет примерно симметричную форму. Разрушение волны идет вдоль ее вершины, которая постепенно «расплескивается» по мере приближения к берегу. Такой прибой называется расплескивающимся.

1.2.5. Методы расчета ветровых волн

Все практические методы расчета ветровых волн прямо или косвенно базируются на основных положениях, вытекающих из уравнения баланса энергии волн

$$\frac{d}{dx}(E \cdot v_c) = M_p + M_\tau - E_m.$$

Согласно этому уравнению, элементы волны зависят от силы (скорости) ветра, продолжительности его действия и длины разгона ветра. Длина разгона ветра определяется как расстояние, проходимое ветром над морем при изменении его направления не более чем на $\pm 22\frac{1}{2}^\circ$.

Длина разгона ветра над океанами определяется обычно размерами барических образований, а над морями - расстоянием от подветренного берега до рассматриваемой точки моря.

Зависимость элементов волн от силы ветра, продолжительности его действия и длины разгона была вначале установлена эмпирически и лишь позже нашла свое теоретическое обоснование в исследованиях В.М.Маккавеева (1937 г.). Поэтому первые практические методы расчета ветровых волн базировались на гидродинамических теориях волн и эмпирических данных. В последующем они были уточнены на основе уравнения баланса энергии и их статистических характеристик. Эти методы условно **называются эмпирическими**.

Вторая группа методов базируется на непосредственном решении уравнения баланса энергии волн при введении тех или иных гипотез о связи между высотой и длиной (скоростью) волн и гипотез о механизме передачи энергии ветра волне. При этом используются выводы классических гидродинамических теорий, эмпирические связи и статистические характеристики распределения волн (в частности, функции распределения элементов волн). Эти методы **называются энергетическими**.

Третья группа методов строится на выводах спектральной теории волн с использованием данных, энергетики и статистики ветровых волн. Эти методы **называются спектральными**.

1.2.6. Сейши, цунами, внутренние волны

1.2.6.1. Сейши

Выведенная из состояния равновесия какой-либо силой вода в замкнутом или полужамкнутом бассейне после прекращения действия этой силы для восстановления своего равновесия будет совершать свободные затухающие колебания - **сейши**.

Этот термин, как отмечено в Океанографической энциклопедии, происходит от латинского слова *siscus*, означающего «сухой» и употребляемого в течение столетий при описании осушений дна в узком конце Женевского озера во время спадов воды при таких колебаниях. Чаще всего сейши вызываются метеорологическими причинами. Ветер, создающий нагон и достаточно быстро стихающий; кратковременные изменения атмосферного давления, например, прохождение циклона над морем; обильное локальное выпадение дождя - все это обычные причины сейш. В полужамкнутых бассейнах сейши могут индуцироваться приливами моря или океана.

Для образования сейш достаточно сравнительно небольшой энергии. Энергию сейши в прямоугольном бассейне, полагая форму поверхности синусоидальной, можно вычислить по формуле, аналогичной формуле для ветровой волны:

$$E = \frac{1}{4} \rho g a^2 S, \quad (25)$$

где a - наибольшая амплитуда, S - площадь бассейна.

Вычисления по формуле (25) показывают, что для возбуждения обычных сейш с амплитудой в несколько сантиметров достаточно любой из вышеперечисленных причин.

Небольшая амплитуда колебаний делает сейши заметными на записях колебаний уровня только в морях, более или менее обособленных от океана, а также в озерах.

Простейшим видом сейш является обычная одноузловая сейша. Но она обычно сопровождается колебаниями более высокого порядка: двухузловыми, трехузловыми и т.д. Период многоузловой сейши может быть определен по обобщенной формуле Мериана, разработавшего основы теории сейш в 1828 г.:

$$\tau = \frac{2X}{m\sqrt{gH}}, \quad (26)$$

где X - длина, H - глубина бассейна, m - число узлов.

В реальных бассейнах из-за сложности очертаний и рельефа дна колебания уровня достаточно изменчивы. Сейши Балтийского моря имеют основной период около 27 ч, но у Кронштадта период составляет около 20 мин и высота сейши 7 - 8 см; у Клайпеды период около 3 ч и высота около 15 см. Примерно суткам равен период основной сейши на Азовском море с наибольшей наблюдаемой высотой около 80 см.

Короткопериодные сейши в портах создают сильные периодические течения, могущие даже сорвать корабли со швартовов. Это явление в **портах Черного моря называется тягун**.

1.2.6.2. Цунами

Подводные землетрясения, вулканические извержения и оползни возбуждают колебания толщи воды, которые распространяются от очага образования как одиночные длинные волны или группы волн, названные в Японии **цунами**. Подходя к берегам, цунами увеличивают на мелководье высоту и нередко вкатываются на берег высокими мощными волнами, производящими катастрофические разрушения. В океане имеются обширные области дна с высокой сейсмичностью. Поэтому цунами отмечаются довольно часто. Ежегодно два-три из них производят катастрофические разрушения.

Основным районом возникновения цунами является сейсмический пояс Тихого океана, в котором происходит около 80% землетрясений, регистрируемых на земном шаре. Более всего разрушительным цунами подвержены берега Камчатки, Японии, Курильских и Гавайских островов.

В открытом океане волны цунами незаметны, однако они несут огромный запас энергии, перемещаясь со скоростью $c = \sqrt{gH}$, где H – глубина океана.

Интенсивность цунами определяется величиной его магнитуды.

В области эпицентра землетрясения в момент возникновения цунами на глубокой воде имеет высоту 30-60 см при длине волны до 300 км. В зависимости от характера землетрясения цунами распространяется от очага либо концентрическими, либо «направленными» волнами.

Длины волн цунами варьируют в широких пределах, в зависимости от характера землетрясения и расстояния, пройденного волной. Например, катастрофическое цунами на океанском побережье Японии 3 марта 1933 г. имело длину всего 17 км, а при Чилийском землетрясении 22 мая 1960 г. волны достигали длины 300 - 400 км. Периоды, как и длины волн, увеличиваются по мере их удаления от эпицентра. Например, при Алеутском землетрясении 1 апреля 1946 г. период цунами у берегов Канады был 9 мин, а, пройдя расстояние до Вальпараисо (9000 км), волны увеличили период до 18 мин.

При подводных землетрясениях образуется три вида волн: собственно цунами - длинные волны, сейсмические волны в земной коре и акустические волны в воде. Наибольшую скорость имеют, естественно, сейсмические волны. По ним и судят о приближении цунами. Акустические волны распространяются со скоростью, близкой к звуковой, и воспринимаются на кораблях как удары, часто приписываемые столкновению с мелью (в таких случаях «мели» часто наносились на карты, но впоследствии не подтверждались промерами). Скорость распространения собственно цунами подчиняется формуле Лагранжа для длинных волн. По этой формуле, задавая положение эпицентра землетрясения и учитывая рельеф дна океана, составляют карты распространения волн цунами, подобные котидальным приливным картам. Наблюдаемые скорости движения волн цунами в северной части Тихого океана в зависимости от положения эпицентров и рельефа дна по пути их распространения варьируют в открытом океане в пределах 400-800 км/ч. У берегов скорость цунами снижается до 30-100 км/ч.

Высота волны цунами в эпицентре невелика, поэтому благодаря большой длине волны при распространении в открытом океане цунами не ощущается кораблями. Однако при подходе к уменьшающимся глубинам высота цунами растёт.

Представление об этом росте можно получить, применяя формулы для трансформации волн у берега.

Наблюдения и оценки последствий цунами показывают, что, например, при извержении вулкана Кракатау в августе 1883 г высота цунами на Зондских островах достигала 18 - 20 м; в ноябре 1952 г. на о. Парамушир высота цунами было не менее 10 м.

Еще большей высоты наблюдалось цунами в бухте Литуга (Аляска) в 1958 г., когда с высоты около 900 м в результате землетрясения в воду обрушилось примерно 300 млн. м³ горных пород и льда. Ввиду небольших размеров бухты обвал вызвал всплеск высотой более 500 м. Волна высотой до 60 м опустошила берега бухты.

В настоящее время на основе исследований сейсмические волн и цунами разработана эффективная служба наблюдений и предупреждений о распространении цунами.

1.2.6.3. Внутренние волны

Из лабораторных опытов известно, что на поверхности раздела между двумя жидкостями разной плотности при всяком движении возникают волны. В стратифицированном океане всегда имеются слои воды с различными вертикальными градиентами плотности, имеющие тонкую переходную зону, например, сезонный слой скачка. Последние можно рассматривать как поверхности раздела между слоями. На них в океане возникают **внутренние волны** с периодами от минут до нескольких суток и амплитудами от нескольких метров до десятков и сотен метров.

Причинами, создающими внутренние волны, являются ветровые поверхностные волны, приливные волны, импульсы кратковременных усилений ветра, быстрые изменения атмосферного давления, сдвиг скорости в течениях и т. п.

Из-за относительно малой разности плотностей у поверхностей раздела внутренние волны имеют значительнее амплитуды. Это можно объяснить, на следующем простом примере.

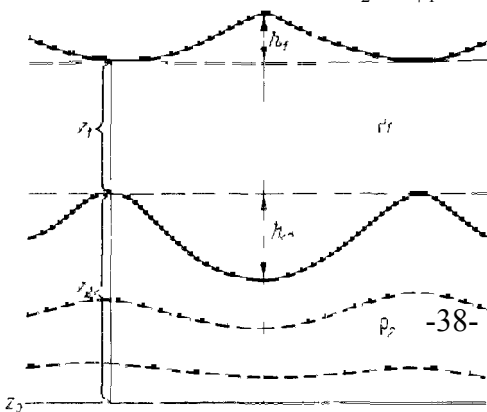
Пусть внутренняя волна высотой h_2 на границе двух однородных слоев с плотностями ρ_1 и ρ_2 создается действием поверхностной волны высотой h_1 (рис. 15). С глубиной, в соответствии с закономерностями, приведенными выше, волновое движение в нижнем слое затухает. Поэтому можно выбрать на некоторой глубине z_0 уровень, на котором давление не возмущено и изобары горизонтальны.

Естественно, что в силу гидростатического равновесия под гребнем поверхностной волны располагается подошва внутренней волны и наоборот.

Из условия постоянства давления на уровне z_0 можно написать:

$$\rho_1 z_1 g + \rho_2 z_2 g = \rho_1 (z_1 + h_1 + h_2) g + \rho_2 (z_2 - h_2) g, \quad \text{откуда получаем:}$$

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1} \quad (27)$$



Из соотношения (27) следует, что **высота внутренней волны тем больше, чем меньше разность плотностей слоев.** Этим объясняется тот известный из наблюдений факт, что в глубинных,

слабо стратифицированных слоях амплитуды внутренних волн достигают сотен метров.

Рис 15. Схема внутренней волны

При слабой стратификации слоев внутренние волны могут достигнуть такой высоты, что они становятся неустойчивыми и разрушаются. При этом происходит интенсивное турбулентное перемешивание слоев. По-видимому, этот механизм перемешивания имеет большое значение в глубоких слоях океана, где крупные внутренние волны создаются в результате реакции стратифицированных водных масс на приливные волны.

В зависимости от отношения длины внутренней волны к толщине слоев **различают короткие волны**, у которых это отношение мало, **и длинные волны**, у которых длина волны превышает толщину слоев.

Внутренние волны перемещаются намного медленнее, чем, например, поверхностные ветровые волны. Фазовая скорость внутренних волн обычно не превышает нескольких метров в секунду и тем меньше, чем меньше разности плотностей слоев.

Если толщина слоев воды большая, скорость распространения внутренних волн определяется формулой

$$c^2 = \frac{g\lambda}{2\pi} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}, \quad (28)$$

где ρ_2 – плотность нижнего слоя воды; ρ_1 – плотность верхнего слоя воды.

Если в формуле (28) ρ_2 принять за плотность воды, а ρ_1 за плотность воздуха, то отношение $\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$ можно считать равным единице. Тогда формула (28)

принимает вид формулы, полученной ранее из трохоиальной теории волн $c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}$. Следовательно, **короткие волны на свободной поверхности моря можно**

рассматривать как частный случай внутренних волн.

Если длина внутренних волн больше толщины слоев (длинные волны), их скорость определяется формулой

$$c^2 = \frac{gH_2H_1}{H_2 + H_1} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}, \quad (29)$$

где H_1 и ρ_1 – толщина и плотность воды верхнего слоя; H_2 и ρ_2 – толщина и плотность воды нижнего слоя.

Если в формуле (29) положить H_2 равной глубине моря H , а H_1 – высоте атмосферы, то $\frac{H_1}{H_2 + H_1} = 1$ и $\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} = 1$.

Тогда получаем известную формулу скорости поверхностной длинной волны $c = \sqrt{gH}$.

Следовательно, **и длинные поверхностные волны можно рассматривать как частный случай внутренних волн.**

Так как разность плотностей двух слоев воды составляет обычно 0.01 – 0.02 единиц плотности, то *скорость внутренних волн будет в 7 – 10 раз меньше скорости поверхностных волн той же длины.*

Внутренние волны имеют большую высоту, чем поверхностные, так как работа, затрачиваемая на подъем слоя воды в воздухе, значительно больше работы на подъем слоя воды в воде, близкой по плотности.

От поверхности раздела вниз и вверх внутренние волны быстро уменьшаются по высоте по закону

$$h = \frac{h_0}{2} e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z}, \quad (30)$$

где h – высота волны на расстоянии z от поверхности раздела (слоя скачка плотности); h_0 – высота волны на поверхности раздела.

Высота внутренних волн может достигать 200-300 м.

Выше отмечалось, что поверхностные ветровые волны можно представить как внутренние волны, возникающие на поверхности раздела двух сред – воды и воздуха. Однако благодаря большой разности плотностей этих сред ветровые волны распространяются с большой скоростью, и не могут расти до таких больших высот, как внутренние волны.

1.2.7. Характеристика волн Мирового океана

Элементы морских волн, возникающих под действием ветра в океанах и морях, *зависят* не только *от силы ветра*, но и *от продолжительности его действия, длины разгона и рельефа дна*. Поэтому ветер одной и той же силы при различных конкретных условиях может вызывать различные волны. Наблюдаемые максимальные высоты волн в океанах значительно больше, чем в морях.

Ветровые волны *высотой около 18 м* наблюдались в Атлантическом океане при ветре 10-11 баллов и *около 21 м* при ветре 12 баллов.

Высоту волны 21 м наблюдали в Тихом океане во время продолжительного шторма ураганной силы.

В антарктических водах с дизель-электрохода «Обь» в 1958 году была измерена инструментально высота волны 24.5 м.

Наибольшая по высоте ветровая волна - 34 м была зафиксирована в Тихом океане.

Но такие высокие ветровые волны встречаются довольно редко. Так, для возникновения волны высотой 23 м необходимо, чтобы ветер со скоростью не менее 27 м/сек действовал, не меняя существенно своей скорости и направления, в течение 2-х суток на расстоянии 1200 морских миль (2200 км).

Решающее влияние на бурность моря оказывают:

- ограниченность акватории и степень расчлененности моря на отдельные бассейны, что препятствует росту и распространению ветровых волн;
- рельеф дна;
- возможность проникновения в данное море волн из соседних морей или океанов;
- развитие в море ледяного покрова;
- интенсивность, устойчивость и направление штормовых ветров, что связано с характером циклонической деятельности над морем.

Повторяемость волн высотой 6 м и более составляет 17-20% в наиболее бурных, штормовых акваториях океанов. В тропических зонах повторяемость таких волн не более 3-5%. На морях волны высотой 6 м и более встречаются достаточно редко. Но в Северном, Норвежском, Беринговом, Охотском морях средняя многолетняя повторяемость волн высотой 6 м и более составляет около 8%.

Наибольшая наблюденная высота ветровых волн в Черном море составляла 9 м.

Особо выделяется акватория Южного океана. Южнее 40° ю.ш. повторяемость волн высотой более 3 м во все сезоны года не меньше 40%. Это ***известные «ревущие сороковые» широты.***

Максимальные штормовые волны могут достигать длины около 400 м и, следовательно, распространяться до значительных глубин. Если принять в соответствии с трохоидальной теорией волн, что высота волны с глубиной уменьшается по экспоненциальному закону, нетрудно вычислить, что при высоте волны на поверхности 15 м на глубине 150 м высота волны будет 0.7 м, на глубине 100 м – 1.9 м, а на глубине 30 м – 7 м.

Географическое распределение волн в различных районах Мирового океана по сезонам (месяцам) дается в специальных пособиях.

2. Приливы в Мировом океане

Приливы – это сердцебиение океана, пульс, ощущаемый во всем мире.

Альберт Дефант
немецкий океанограф

2.1. Понятие о приливах

Приливами (приливными колебаниями уровня) в Мировом океане называются динамические и физико-химические процессы в водах морей и океанов, вызванные приливообразующими силами Луны и Солнца.

Приливы наблюдаются не только в водной оболочке Земли. Установлены приливные деформации твердого тела Земли и приливные колебания атмосферного давления. Действие приливов сказывается в изменениях некоторых характеристик высоких слоев атмосферы и глубинных слоев океанов. С приливами в атмосфере и гидросфере связаны также электромагнитные явления.

История приливов начинается на самой ранней стадии развития Вселенной. Поскольку взаимное притяжение тел в пространстве - закон Вселенной, то приливы, должно быть, действовали на других планетах еще до того, как образовалась Земля, потому что приливообразующие силы возникли уже тогда в скоплениях звезд.

На Земле приливы существовали задолго до того, как появились океаны. И даже до того, как образовалась Луна, которая отчасти управляет ими. Притяжение Солнца порождало огромные приливы на поверхности Земли еще в те времена, когда она представляла собой расплавленную массу. Согласно одной из теорий даже образование Луны связывается с отрывом от Земли в результате сильного прилива части расплавленной массы.

В начале своего космического путешествия Луна была намного ближе к Земле, чем теперь. И в то время, когда земные испарения, сконденсировавшись во влагу,

образовали океаны, приливы, порождаемые Луной, достигали огромной высоты. Они обрушивались на острова - континенты, меняя их очертания и вымывая из твердых земных пород соль и другие химические вещества, которые теперь содержатся в морской воде.

По мере того как Луна отдалялась от Земли, приливы слабели и, наконец, стали такими, какими мы наблюдаем их сегодня. Но и теперь они испытывают заметные колебания. Каждые несколько столетий расположение Луны, Земли и Солнца относительно друг друга повторяется, что обуславливает длительные приливные циклы: около 550 года н. э. приливы были минимальны, в 1400 году они достигли максимума, а следующий минимум ожидается примерно в 2400 году.

В наши дни, по мере того как Луна неуклонно отдаляется от Земли, приливы продолжают незаметно ослабевать. Одновременно приливное трение замедляет вращение Земли, вследствие чего с каждым столетием земные сутки удлиняются на доли секунды. Так будет продолжаться и дальше, и через многие миллионы лет лунные приливы исчезнут вовсе.

Кроме космических сил притяжения между Землей, Луной и Солнцем существенное влияние на величину и характер приливов оказывают физико-географические условия моря или океана, очертания берегов, размеры, глубины, наличие островов и т.д. Если бы океан покрывал Землю сплошь слоем одинаковой глубины, приливы на одной и той же широте были бы одинаковыми и зависели бы только от приливообразующих сил Луны и Солнца. Однако приливные колебания уровня на одной и той же широте меняются в весьма широких пределах. В одних районах, как, например, в заливе Фанди (Канада), приливные колебания уровня достигают 16 м, по расчетным — 18 м, а в других - Балтийском море, расположенном на той же широте, они практически отсутствуют.

Приливные явления представляют собой волновое движение. Под действием периодической приливообразующей силы в океане возникает сложная волна, имеющая период, соответствующий периоду силы, но отличную от нее амплитуду и фазу. Частицы воды в приливной волне движутся по орбитам, имеющим форму эллипса, с осью очень сильно вытянутой по горизонтали. Движение частиц по их орбитам наблюдатель воспринимает как периодические колебания уровня и течений.

В отличие от других видов волн в Мировом океане, приливные волны являются регулярными и выражены чрезвычайно ярко. В прибрежных районах приливные колебания в 5-6 м - не редкость. Вблизи берегов наблюдаются также сильные приливные течения. В узкостях они достигают скорости 5-10 и даже 12 миль в час. С удалением от берегов приливные колебания уровня и течения уменьшаются. Независимо от этого, они все же оказывают существенное влияние на состояние вод всего Мирового океана, так как длинные приливные волны охватывают всю водную толщу.

2.2. История исследования приливов

В древности приливы мало изучались. Цивилизации древних египтян, греков и римлян, от которых к нам дошли первые записи исторических фактов, развивались на берегах Средиземного моря, где приливы почти незаметны и потому практически не привлекают к себе внимания. Приливы и другие, связанные с океаном явления, не упоминаются в Библии.

Первое упоминание о приливах относится приблизительно к 425 году до н.э. и принадлежит древнегреческому историку Геродоту, который, описывая залив у побережья Аравии (вероятно, Красное море), заметил: “Там каждый день отступает и наступает прилив”.

Полутора веками позже Пифей из Массилии (современный Марсель) в 320 году до н.э., совершая плавание вокруг Европы, у берегов Британских островов заметил некую связь между приливами и Луной. Но ни Геродот, ни Пифей не дают объяснений этому странному явлению. К тому же Пифей не высаживался в Британии и, таким образом, не мог наблюдать с берега громадный подъем и спад уровня моря в Ла-Манше.

Большинство ученых Древнего Востока довольствовались чисто теоретическими представлениями. Некоторые из них считали Землю живым существом, а приливы - проявлением его дыхания. Другие полагали, что воды океана - это кровь Земли, приливы же - биение ее пульса. Аристотель, наблюдая влияние приливов на жизнь моря, пришел к выводу, что всякое живое существо умирает только во время отлива. Этот предрассудок кое-где не изжит и поныне.

Финикийцы, родная земля которых тянулась узкой полосой вдоль восточного побережья Средиземного моря, были самыми искусными мореходами древнего мира. Однако и они не оставили упоминаний о приливах, несмотря на то, что отваживались выходить в Атлантический океан, известный своими могучими приливами. Отчасти это может быть связано с тем, что для человека, находящегося на борту корабля в открытом море и не имеющего перед глазами неподвижного ориентира на берегу, приливы и отливы незаметны.

Юлий Цезарь и Александр Македонский, которые вели войны далеко за пределами бассейна Средиземного моря, неоднократно сталкивались с приливами и даже терпели от них бедствие, однако не смогли найти им сколько-нибудь удовлетворительного объяснения.

Первое описание приливов выполнил римский натуралист и писатель Плиний в 77 году н.э. в “Естественной истории”: ***“Многое было сказано о природе вод; но самое удивительное - это попеременное наступление и отступление приливов, проявляющееся по-разному, но всегда порождаемое Солнцем и Луной. Прилив дважды наступает и дважды отступает между каждыми двумя восхождениями Луны...”***

Таким образом, Плиний впервые делает предположение о причинах приливов, отмечая их очевидную связь с фазами Солнца и Луны, хотя и он не был свободен от предрассудков.

К началу **средних веков** факт существования приливов и их связи с Луной стал общепризнанным. Английский ученый раннего средневековья Беда Достопочтенный утверждал, что прилив и Луна связаны теснейшими узами. Он отмечал, что море следует за Луной не только в ее восходах и закатах, но и в ее неизменно чередующемся прибывании и убывании. Прилив приходит каждый день позже, чем накануне и, как и Луна, то увеличивается, то уменьшается. Беда Достопочтенный отметил также некоторые географические различия приливов.

Однако в целом в эпоху средневековья приливы мало изучались. Ученые средневековой Европы были погружены во мрак суеверий и религиозных предрассудков и считали океан зловещей и необъяснимой силой. Даже викинги —

самые искусные мореплаватели раннего средневековья, не оставили сколько-нибудь заметных свидетельств о приливах.

Не больше было известно о приливах и за пределами Европы. В Малой Азии, Индии и Китае приливы считались проявлением гнева морского божества, а мусульмане считали, что прилив создает ангел, сидящий над морем, спуская в него ногу, а когда он поднимает ее, наступает отлив.

С началом *Эпохи Возрождения* начали быстро развиваться науки и искусства, стал заметен прогресс и в науке о море. Особенно интенсивно она развивалась в Англии, и изучение приливов было неотъемлемой ее частью. Уже в XIII веке английские шкиперы вели специальные книги, в которые заносили сведения о приливах в Ла-Манше, о времени наступления полной и малой воды в важных портах и бухтах, о продолжительности подъема и спада воды. Эти книги, называемые **“раттерами”**, широко использовались в Англии в практике мореплавания. Первый печатный раттер вышел в 1528 году, и вскоре они стали так популярны, что их наполняли не только сведениями о навигации и приливах, но и различной светской хроникой, так что они послужили прообразами альманахов для семейного чтения.

С 1545 года стали использоваться **круговые таблицы приливов (таблицы порта)**, содержавшие сведения о моментах наступления полной воды в определенном порту в зависимости от фазы Луны.

В 60-х годах XVI века было изобретено вычислительное устройство для предсказания приливов по измерениям их высоты в любой заданной точке и в любой момент времени. С середины того же XVI века стали широко применяться **траверзные доски**, позволявшие записывать курс корабля в открытом море вне видимости земли.

Однако все это были еще робкие и грубые попытки обобщить накопленные знания без понимания причин происходивших явлений. Различные теории, пытавшиеся объяснить связь приливов с движением Солнца и Луны, в большинстве своем основывались на суеверии. Высказывались умозрительные и часто курьезные объяснения, например, что свет Луны “гипнотизирует” воду и т.д. Вплоть до работ Ньютона представление о причинах приливов оставалось неясным.

2.2.1. Ньютон и статическая теория приливов

В 1687 году великий английский математик Исаак Ньютон опубликовал свои “Начала”, в которых изложил закон всемирного тяготения. Этот закон послужил важнейшим шагом к научному пониманию природы приливов.

Этот закон гласит, что **“каждые два тела притягивают друг друга с силой, прямо пропорциональной их массам и обратно пропорциональной квадрату расстояния между ними”**.

Поскольку Луна и Солнце - ближайшие соседи Земли в пространстве, то их гравитационные силы, в зависимости от их положения относительно Земли, тем или иным образом воздействуют на воду и сушу на Земле. И суша, и вода испытывают на себе действие этих сил, но вода, будучи жидкой и более подвижной, реагирует на них сильнее.

В разработанной Ньютоном статической теории приливов их возникновение объясняется различным притяжением Луной и Солнцем, по-разному удаленных от них частей земного шара. **Поскольку Солнце более удалено от Земли, его приливообразующая сила в 2.17 раза меньше лунной.** Поэтому лунная приливообразующая сила является основной в образовании приливов на Земле, а

солнечная играет вспомогательную роль, но также должна приниматься во внимание.

Для упрощения расчетов Ньютон допустил, что Земля сплошь покрыта водой и имеет ровную поверхность. При таких условиях океан полностью покрывал бы ее слоем в 3,5 км толщины. Применяя закон всемирного тяготения к неподвижному океану и Луне, Ньютон установил, что воды такого океана будут притягиваться Луной, образуя под ней горб. И этот горб будет перемещаться вслед за Луной вокруг Земли в виде прогрессивной (т.е. меняющейся в пространстве и во времени по определенному закону) волны. Притяжение Солнца действует на поверхность Земли точно таким же образом и тоже создает приливные горбы, которые иногда совпадают с выпуклостями, образуемыми действием Луны, а иногда нет. Это приводит к увеличению или уменьшению суммарного прилива.

Теория Ньютона, объясняющая существование приливов действием космических приливообразующих сил Луны и Солнца, представляет собой лишь элементарное объяснение природы приливов, показывающее лишь самые общие ее закономерности.

Статическая теория Ньютона не позволяла понять все многообразие истинного поведения приливных явлений, например, почему в одних районах бывает два прилива в сутки, а в других - только один? И почему там, где бывает два прилива в сутки, они иногда равны по высоте, а иногда совершенно различны? Почему в географически близких районах приливы часто резко различаются по характеру и по высоте?

На эти вопросы статическая теория Ньютона ответов не давала. Это свидетельствовало о существовании еще многих факторов, влияющих на характер приливов, кроме космических приливообразующих сил и не учтенных Ньютоном. В этом сказалась ограниченность теории Ньютона. Однако она создала важные предпосылки для дальнейшего изучения приливов.

2.2.2. Лаплас и “динамическая” теория приливов

В 1775 году Лапласом была опубликована “динамическая” теория приливов, в которой устранялся главный недостаток статической теории Ньютона - гипотеза о статическом состоянии явления, которое в действительности непрерывно меняется. **В динамической теории** приливы рассматриваются как волновое движение частиц воды в вертикальном и горизонтальном направлениях. Лаплас в рамках этой теории получил уравнения движения приливов на вращающейся Земле и дал их решение в предположении, что океан покрывает ровным слоем всю Землю. Выведенные Лапласом дифференцированные уравнения показали возможность выражения изменчивости приливов во времени в определенных точках в форме суммы ряда простых гармонических колебаний. Таким образом, Лаплас положил начало наиболее **общему практическому методу предвычисления приливов, названному гармоническим анализом**. Этот метод и сейчас является основным методом предвычисления приливов в практических целях.

2.2.3. Развитие идей Ньютона и Лапласа

После фундаментальных работ Ньютона и Лапласа предметом в основном теоретических исследований была задача о распространении приливных волн в

бассейнах простых очертаний, а также в естественных каналах и морях. Это наиболее сложная задача теории приливов.

Исследования приливов в простых по очертаниям бассейнах представляют в основном теоретический интерес, так как условия в них сильно отличаются от реальных. Соответственно и математические результаты исследований имеют мало общего с реально наблюдаемым в океане явлением приливов. Поэтому такие исследования проводятся с целью получения выводов самого общего характера.

В результате обобщения материалов наблюдений с помощью той или иной гипотезы предпринимались попытки представления общей картины движения приливных волн в пределах всего Мирового океана.

Первая такая работа принадлежит *Уэвеллу*. Он рассматривал движение приливных волн как систему поступательных волн. Этот взгляд в наше время устарел.

В дальнейшем *Гаррис*, пренебрегая влиянием на приливы силы Кориолиса, представлял их в форме стоячих волн, обусловленных отражением волн от материков.

Штернек исследовал отдельно распространение полусуточных и суточных составляющих волн прилива.

Дитрих (1962 год) попытался обобщить данные о пространственном распределении характеристик четырех главных составляющих волн прилива. В последнее время такие материалы уточняются путем численного решения задачи о приливах в Мировом океане и путем специальных наблюдений приливов в открытом океане с помощью донных мареографов для построения карт, показывающих движения приливных волн.

В СССР исследования приливов в естественных бассейнах на моделях проводил академик *В.В.Шулейкин*.

Исследования на моделях проводились при проектировании *Купером* приливной электростанции (ПЭС) в заливе Фанди и при строительстве ПЭС в Сен-Мало. Важные работы по изучению приливов на моделях проводились также в Англии, начиная с модели *Рейнольдса* (1885 год). Моделирование применяется и сегодня.

После работ Лапласа развивались исследования, направленные на изучение изменений приливов во времени и предвычисление их в отдельных точках посредством разложения формулы высоты прилива в ряд, в котором используются эмпирически определяемые гармонические постоянные.

Разложением формулы высоты прилива в ряд занимались после Лапласа *Дарвин* и *Дудсон*.

Дудсоном разработаны наиболее простые методы гармонического анализа приливов.

Однако более широко применяется метод *Дарвина*. Он использовался в США и СССР.

Дудсоном и *Варбургом* разработан так называемый *адмиралтейский метод* гармонического анализа суточных наблюдений над приливами, упрощенный по сравнению с другими методами и учитывающий только четыре главные составляющие волны прилива.

Предпринимались попытки механизации предвычисления приливов. Английский ученый *Томсон (Кельвин)* впервые сконструировал машину - предвычислитель приливов для расчетов по нескольким десяткам гармонических составляющих волн.

В навигационной практике чаще всего применяются специальные пособия по приливным явлениям, объединяющие всесторонне проверенные и единообразно обработанные результаты наблюдений над приливами. С появлением численных методов расчета характеристик приливов в пространстве стало возможным полное использование материалов наблюдений. В последнее время для работ по предвычислению приливов широко используются компьютерные системы.

Малая вода (МВ) - минимальный уровень в продолжение одного периода приливных колебаний.

Период прилива - промежуток времени между двумя последовательными полными или малыми водами.

В зависимости от периода различают:

Полусуточные приливы, имеющие средний период, равный половине лунных суток (12 ч 25 мин), два минимума и два максимума уровня в сутки.

Суточные приливы со средним периодом, равным лунным суткам (24 ч 50 мин), имеющие один максимум и один минимум в сутки.

Смешанные приливы, у которых в течение половины лунного месяца период меняется с полусуточного на суточный.

Если преобладает полусуточный период, то такой смешанный прилив называют **неправильным полусуточным (НП)**.

Если преобладает суточный период - **неправильным суточным приливом (НС)**.

Высота прилива (h) - положение приливного уровня по отношению к нулю глубин. (В СССР отчет высот уровня на морях с приливами велся от наименьшего, возможного по астрономическим условиям уровня - наименьшей малой воды. Этот уровень называют наименьшим теоретическим уровнем (теоретическим нулем глубин).

Амплитуда прилива (H) - высота полной или малой воды от среднего приливного уровня. (Так как приливы бывают не всегда симметричными относительно среднего уровня, то и амплитуды, определяемые по полной и малой воде, не всегда будут равны между собой).

Величина прилива (В, в) - разность уровней соседних полной и малой вод.

Время полной воды ($t_{пв}$) - момент наступления полной воды.

Время малой воды ($t_{мв}$) - момент наступления малой воды.

Время роста (подъема) уровня (Tr) - промежуток времени, в течение которого происходит повышение уровня от малой до полной воды:

$$Tr = t_{пв} - t_{мв}$$

Время падения уровня (Tn) - промежуток времени, в течение которого происходит падение уровня от полной до малой воды:

$$Tn = t_{мв} - t_{пв}$$

Продолжительность стояния уровня ($Tс$) - интервал времени, за который наблюдался уровень, равный заданной высоте или превышающий ее.

Лунный промежуток ($Tл$) - разность между моментом времени кульминации Луны на меридиане места и моментом наступления ближайшей полной воды.

Средний прикладной час (СПЧ) - средний из лунных промежутков не менее чем за половину лунного месяца.

Прикладной час порта (ПЧП) - средний из лунных промежутков в полнолуние и новолуние при среднем расстоянии Земли и Луны от Солнца и при нулевых склонениях Луны и Солнца.

Для смешанных приливов существуют дополнительные термины:

Высокая полная вода (ВПВ) - большая из двух полных вод за сутки при полусуточных приливах.

Низкая полная вода (НПВ) - меньшая из двух полных вод за сутки при полусуточных приливах.

Высокая малая вода (ВМВ) - большая из двух малых вод за сутки при полусуточных приливах.

Низкая малая вода (НМВ) - меньшая из двух малых вод за сутки при полусуточных приливах.

Суточное неравенство высот полных вод (СН $h_{пв}$) - разность между высотами высокой и низкой полных вод.

Суточное неравенство высот малых вод (СН $h_{мв}$) - разность между высотами высокой и низкой малых вод.

Большая величина приливов (В) - разность высот высокой полной и низкой малой вод в течение суток ($V = h_{ВПВ} - h_{НМВ}$).

Малая величина приливов (в) - разность между низкой, полной и высокой малой водой ($v = h_{НПВ} - h_{ВМВ}$).

2.3.2. Классификация приливов

Основные виды изменчивости приливов в реальном явлении приливов представлены в совокупности. Поэтому наблюдаемые у берегов Мирового океана приливы отличаются значительным разнообразием.

В навигационных пособиях по приливам в основу их классификации положен ряд признаков:

- период прилива или количество полных и малых вод в лунные сутки как основной признак классификации;
- характер неравенств;
- симметрия в нарастании и спада уровня.

Эти признаки, в конечном счете, определяются соотношением амплитуд главных суточных и полусуточных составляющих прилива, которые могут быть представлены так называемыми **гармоническими постоянными приливов** - постоянными характеристиками гармонических составляющих кривой приливного колебания уровня: средними амплитудами и фазовыми углами.

Как количественный критерий для классификации приливов используется отношение суммы амплитуд главных суточных составляющих волн прилива H_{k_1} и H_{o_1} к амплитуде H_{M_2} главной полусуточной составляющей:

$$\Pi = \frac{H_{k_1} + H_{o_1}}{H_{M_2}},$$

где k_1 - лунно-солнечная деклинационная волна, o_1 - главная лунная суточная волна, M_2 - главная лунная полусуточная волна.

В зависимости от величины этого отношения выделяют несколько типов приливов:

Полусуточные приливы. В течение лунных суток бывают две полные и две малые воды (рис.17). Период равен половине лунных суток и составляет в среднем 12 часов 25 минут. Высоты следующих друг за другом полных и малых вод мало отличаются, то есть суточные неравенства почти отсутствуют. Подъем и падение уровня протекают правильно, ход уровня выражается симметричной синусоидальной кривой. Время роста и время падения уровня практически равны.

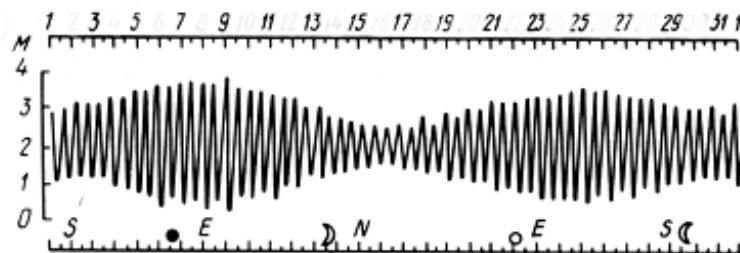


Рис. 17. Полусуточные приливы (по Г.Н. Смирнову, 1981)

• – новолуние; ☾ – первая четверть; ○ – полнолуние; ☾ – последняя четверть; E – Луна на экваторе; N – Луна имеет наибольшее северное склонение; S – Луна имеет наибольшее южное склонение; A – Луна в апогее; P – Луна в перигее

Полумесячные неравенства у полусуточных приливов связаны с фазами Луны. Приливы с большими амплитудами наблюдаются в дни полнолуния и новолуния (сизигийные приливы). Затем от сизигии величина приливов постепенно уменьшается и с переходом Луны в первую или третью четверть наступают приливы с малыми амплитудами (квадрантурные приливы).

Наблюдаемые две полные и две малые воды в сутки следуют друг за другом через 12 часов 25 минут и поэтому наступают на 50 минут позже в каждые последующие сутки, так как лунные сутки длиннее земных. Это соответствует периоду кажущегося обращения Луны вокруг Земли.

Полусуточные приливы характеризуются величиной отношения:

$$0 < \frac{H_{k1} + H_{o1}}{H_{M2}} > 0.5$$

Хорошо выраженные полусуточные приливы наблюдаются почти по всему Атлантическому океану (бухта Бальбоа на Панамском канале);

Смешанные приливы ($0.5 < П < 4.0$). Среди них различаются:

а) **Неправильные полусуточные приливы:**

$$0.5 < \frac{H_{k1} + H_{o1}}{H_{M2}} > 2.0$$

Неправильные полусуточные приливы имеют в основном полусуточный характер. В течение лунного месяца сохраняются две полные и две малые воды в лунные сутки, но в некоторые дни второе колебание уровня настолько незначительно, что период явления можно только условно считать полусуточным (рис.18). Высоты смежных полных и малых вод сильно отличаются друг от друга. С **увеличением** склонения Луны суточные неравенства в высотах **увеличиваются**, приобретая максимальное значение в дни наибольшего северного или южного склонения Луны (тропические приливы). В такие дни вторые полные и малые воды могут быть выражены слабо.

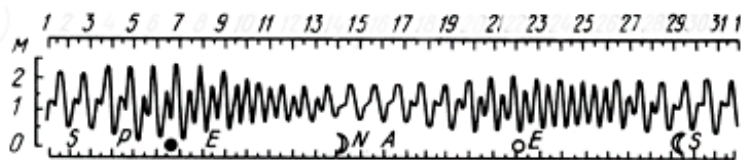


Рис. 18. Неправильные полусуточные приливы (по Г.Н. Смирнову, 1981)

С **уменьшением** склонения Луны суточные неравенства **уменьшаются** и во время прохождения Луны через экватор (нулевое склонение) имеют наименьшее значение — наблюдаются **равноденственные приливы**. Приливы имеют при этом характер правильных полусуточных.

Полумесячные неравенства в величине неправильных полусуточных приливов связаны преимущественно с фазами Луны. Наибольшие приливы наблюдаются в полнолуние и новолуние — **это сизигийные приливы**, а наименьшие, когда Луна находится в первой и последней четверти — **квадрантурные приливы**.

Однако, чем ближе отношение $\frac{H_{k_1} + H_{o_1}}{H_{M_2}}$ к 2, тем сильнее сказывается **склонение Луны** на величине прилива и тем больше проявляются суточные неравенства.

Подъем и падение уровня изображаются правильной кривой без перегибов, хотя большие суточные неравенства нарушают симметрию между высотами полных и малых вод. Это также создает разницу между временами роста и падения уровня.

Неправильные полусуточные приливы распространены в Индийском и Тихом океанах, типичный пример — устье реки Фрейзер на тихоокеанском побережье Канады.

б) Неправильные суточные приливы.

$$2.0 < \frac{H_{k_1} + H_{o_1}}{H_{M_2}} > 4.0$$

Неправильные суточные приливы характеризуются преобладанием в течение лунного месяца особенностей приливов суточного типа с одной полной и одной малой водой в лунные сутки (24 часа 50 минут) (рис.19). Но при прохождении Луны через экватор, когда склонение Луны близко к нулю, наблюдаются приливы с полусуточным периодом (то есть две полные и две малые воды в лунные сутки), имеющие малую амплитуду — **это равноденственные приливы**.

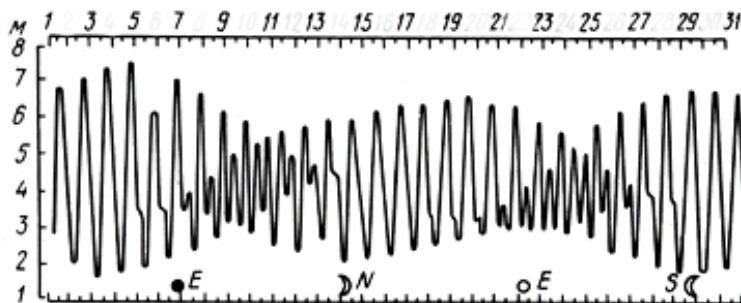


Рис. 19. Неправильные суточные приливы (по Г.Н. Смирнову, 1981)

Полумесячные неравенства связаны со склонением Луны. При наибольших склонениях Луны величина приливов **наибольшая** (суточные неравенства в высотах смежных полных и малых вод быстро увеличиваются с увеличением склонения), они имеют характер правильных **суточных** — это **тропические приливы**. При этом наблюдаются только одна полная и одна малая воды в лунные сутки, усложненные стояниями уровня.

С уменьшением склонения Луны величина приливов уменьшается и появляются вторые полные и малые воды, то есть приливы приближаются к полусуточному типу.

Изменение фаз Луны на величине прилива практически не сказывается.

Чем ближе отношение $\frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}}$ к 4, тем ближе неправильные суточные приливы к суточным.

Неправильные суточные приливы чаще всего встречаются в бассейне Тихого океана, например, в устье реки Бангкок в Мьянме.

3) Суточные приливы.

Суточные приливы характеризуются одной полной и одной малой водой в течение лунных суток, то есть период явления равен суткам. Понятие о суточном неравенстве таких приливов не имеет смысла.

$$\frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}} > 4$$

Полумесячные неравенства связаны со склонением Луны. При малых склонениях Луны амплитуды малы (**равноденственные приливы**) (рис.20). Во время прохождения Луны через экватор могут наблюдаться стояния уровня. В остальное время подъем и падение уровня определяется симметричной синусоидальной кривой.

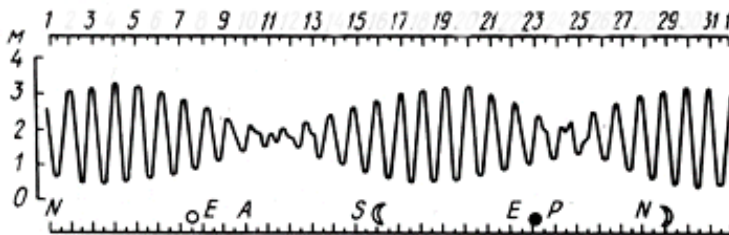


Рис. 20. Суточные приливы (по Г.Н. Смирнову, 1981)

Возрастание величин приливов начинается с увеличением склонения Луны и амплитуда приливов достигает наибольших значений в дни, когда Луна больше всего удалена от экватора — начинаются **тропические приливы**. Однако наибольшие приливы наступают не точно в момент достижения Луной наибольшего склонения, а спустя некоторое время — это **возраст суточного прилива**.

Суточные приливы встречаются редко, главным образом в морях Тихого океана (у побережья Китая, в некоторых местах у Аляски и Филиппин, у острова Хон-До во Вьетнаме), а также в Мексиканском заливе в порту Пенсакола во Флориде.

4) **Аномальные приливы.** Их несколько типов.

а) Полусуточные солнечные приливы.

Полусуточные солнечные приливы имеют период, равный половине средних ***солнечных суток, то есть 12 часов.*** Поэтому полные и малые воды при полусуточных солнечных приливах наблюдаются всегда в одни и те же часы суток. Примером таких приливов могут служить приливы в Котабару (о. Калимантан) и Эйре (южное побережье Австралии).

б) Полусуточные параллактические приливы.

Встречаются очень редко. У полусуточных параллактических приливов аномально выражено параллактическое неравенство. В режиме этих приливов существенное значение имеет месячное неравенство, определяющееся ***изменением расстояния от Земли до Луны.*** При наименьшем расстоянии между Землей и Луной в течение месяца приливы наибольшие, а при наибольшем - наименьшие. Встречаются такие приливы у мыса Кларка в заливе Креста в Беринговом море.

в) Полусуточные мелководные приливы.

Отличаются от обычных полусуточных приливов характером подъема и спада уровня. Кривая изменений уровня при таких приливах не симметрична, и время роста и время падения могут значительно различаться между собой. Это различие тем больше, чем больше влияние мелководья. В различной степени нарушение правильного нарастания и падения уровня весьма распространено в приливах Белого и Северного морей. Неравномерности в изменениях уровня беломорские жители называют “манихой” (порт Кемь на Белом море, Россия). Также это явление характерно для портов Вильгельмсхафен (Северное море, ФРГ) и Шанхай (Восточно-Китайское море, Китай).

г) Двойные полусуточные приливы.

Двойные полусуточные приливы характеризуются тем, что вследствие влияния мелководья в течение суток бывает по четыре полных и четыре малых воды. Высоты следующих друг за другом полных и малых вод сильно различаются между собой, что создает двойные полусуточные неравенства. Величина приливов меняется в зависимости от фаз Луны.

Встречаются двойные полусуточные приливы редко. В частности, они наблюдаются в районе села Зимняя Золотница на Белом море, в портах Портленд в США и Саутгемптон на Ла-Манше в Англии.

д) Бор.

К аномальным приливам относится и сравнительно редкое явление, известное в Англии под названием “бор”, во Франции - “маскарэ”, в Бразилии - “поророка или кулема”, у индейцев Амазонии - “амазуну” (гремящая вода), в Китае - “чау-дау” (большой прилив).

Бор наблюдается в устьях рек и представляет собой пример предельного искажения приливов под влиянием местных физико-географических условий. Вследствие тормозящего действия на приливную волну трения о дно, потока воды, выносимого рекой, и сужения устья сильно сокращается время роста. Передний достаточно крутой склон входящей в реку приливной волны становится почти отвесным и распространяется вверх по течению сплошной вертикальной стеной с грохотом, который слышен на много километров.

На Амазонке поророка наблюдается как водопад 2 километра длиной и до 7.5 м высотой, движущейся со скоростью 6 м/с вверх по реке на расстояние до 360 км, то есть дальше, чем на любой другой реке мира. Шум от него слышен на 30-40 км.

Другой знаменитый бор наблюдается в воронкообразном устье реки Фучуньцзян, впадающей в залив Ханчжоувань (Восточно-Китайское море) в Китае. Этот бор имеет фронт около 2 км в длину и от 4.5 до 7.5 м в высоту в зависимости от силы прилива. Подсчитано, что с этим бором, который движется вверх по реке со скоростью 22 км/ч, проносится почти 2 миллиона тонн воды. Рев его слышен за 30 км.

В Бенгалии (Индия) в устье рек Ганга, Брахмапутры и Мегхны в сизигию наблюдается бор высотой 9 м, распространяющийся со скоростью около 7.5 м/с.

Бор наблюдается также на реках Франции, на реках Северн и Трент в Англии, в заливе Кука на Аляске, на реке Птикодьяк в Канаде, впадающей в северную часть залива Фанди.

В устье реки Сент-Джон, также впадающей в залив Фанди, наблюдается интереснейшее явление - **реверсивные водопады**. При малой воде в заливе река низвергается в море через порог шириной 150 м. Когда прилив поднимается до уровня порога, воды залива и реки успокаиваются и наступает время затишья. А затем, когда прилив набирает полную высоту, вода начинает низвергаться в обратную сторону, перекачиваясь через скалистую преграду; таким образом, водопад, обычно вливающийся в море, теперь низвергает свои воды вверх по течению реки. Эта картина повторяется дважды в сутки.

3.2.3. Неравенства приливов

Неравенства приливов - отклонения времени наступления полных и малых вод и величин приливов от их средних значений для данного места.

На практике это означает, что наблюдаемые величины прилива и время наступления полных и малых вод меняются ото дня ко дню, а в случае смешанных приливов - и в течение суток.

Неравенства приливов связаны с изменением положения Луны, Солнца и Земли. Так как приливообразующая сила Луны больше приливообразующей силы Солнца, ***основные неравенства связаны с изменениями взаимного положения Луны и Земли.***

Выделяются следующие основные виды неравенств в явлении приливов: ***суточные, полумесячные, месячные (параллактические) и длиннопериодные.***

3.3.1. Суточные неравенства

Всегда имеющаяся большая или меньшая разность высот двух последовательных полных или двух последовательных малых вод называется ***суточным неравенством в высоте приливов.***

Это неравенство проявляется также во времени наступления приливов относительно моментов верхней и нижней кульминации Луны.

Суточные неравенства зависят от:

- астрономических причин - склонения Луны и Солнца;
- физико-географических условий места (очертаний берега, характера рельефа дна, наличия островов и т.п.)

Согласно статической теории Ньютона, Луна и Солнце вызывают возникновение приливных горбов непосредственно под собой и на противоположной стороне Земли (рис. 21). Если бы Луна находилась прямо над

экватором, то в результате обращения Луны вокруг Земли² два приливных горба двигались бы равномерно вокруг Земли в виде семейства двух волн, и теоретически в любой точке на экваторе в сутки имели бы место два прилива равной величины. Наблюдались бы две одинаковых по высоте полные и две малые воды.

Предположим, что мы переместились к северу (или к югу) от экватора, например, в точку А или В. Здесь также будут наблюдаться два равных прилива в сутки. Но эти приливы будут менее выраженными, так как точки А и В ближе к краям приливных горбов, чем к их серединам. И это относится к любой точке океана - равновеликие, правильные полусуточные приливы (период равен половине лунных суток - 12 часов 25 минут, две полные и две малые воды в сутки) становятся все менее выраженными в направлении от экватора к полюсам.

Все это было бы так, если бы положение Луны над экватором было неизменно. Но *на самом деле этого нет.*

Обращаясь вокруг Земли по своей 27½ суточной орбите, Луна попеременно оказывается то к северу, то к югу от экватора. Над самим экватором она оказывается только при переходе из одного полушария в другое.

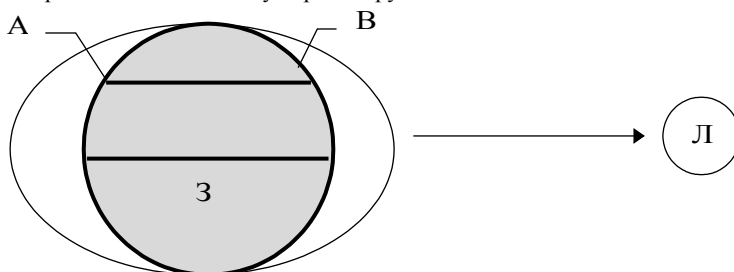


Рис. 21. Возникновение приливных горбов вследствие притяжения Луны

Максимальное «склонение» (или степень удаления от экватора) Луны достигает величины в пределах колебаний $23.45^{\circ} \pm 5.15^{\circ}$ или от 18.30° до 28.60° на каждом обороте вокруг Земли.

При максимальном склонении Луны точка В оказывается в центре приливного горба, находящегося в точке 28.6° северной широты (рис.22). Но так как Земля вращается, то двенадцатью часами позже точка В оказывается на месте А. Но теперь она далеко от центра второго приливного горба. Поэтому вместо второй, равной по величине полной воды, наблюдается неравенство величин приливов.

² Это обращение Луны вокруг Земли, как и обращение Солнца, - кажущееся, возникающее вследствие вращения Земли вокруг своей оси.

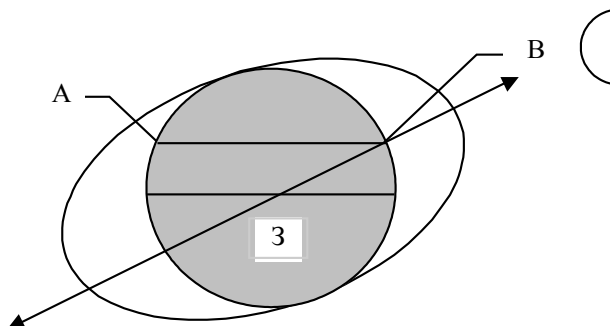


Рис. 22. Суточное неравенство приливов

Таким образом, находясь над экватором или вблизи от него, Луна создает два раза в сутки одинаковые полные воды. По мере того, как Луна отклоняется к северу или к югу от экватора, неравенство между ними проявляется все больше. Это приводит в конечном итоге к полному исчезновению второй полной воды. Период приливов при этом превращается в суточный, а изменение уровня становится неравномерным за счет появления стояний уровня, зависящих, как и суточные неравенства, от изменений склонения Луны.

Солнце воздействует на приливы так же, как и Луна. Солнце во время своего кажущегося обращения вокруг Земли тоже отклоняется к северу и югу от экватора, что также приводит к неравной высоте двух последовательных полных или малых вод. Когда Солнце находится над экватором, полусуточные солнечные приливы должны быть равными, когда оно удаляется от экватора, то появляется разница между первой и второй полными и малыми водами, то есть суточное неравенство. Когда Солнце достигает максимального склонения, солнечные приливы становятся суточными³.

Нарушения хода уровня полусуточных приливов возникают и по другой причине.

В районах с малыми глубинами наблюдается уменьшение времени роста уровня при приливе за счет увеличения времени падения при отливе, или наоборот. Эти неравномерности в изменении уровня в некоторых местах достигают такого развития, что появляются дополнительные полные и малые воды. В этом случае полусуточные приливы превращаются в так называемые двойные полусуточные приливы. Однако вторые полные и малые воды при двойных полусуточных приливах обычно выражены слабо.

Очень важная особенность кривых хода уровня состоит в том, что они могут быть разложены на две простые составляющие, периоды которых относятся как 1:2. При этом одно колебание имеет суточный период, а второе - полусуточный. В случае мелководных приливов периоды составляющих волн оказывают равными четверти

³ В отношении суточных приливов с одной полной и одной малой водами в сутки понятие о суточном неравенстве смысла не имеет.

суток и полусуткам. При более тщательном анализе в суточной изменчивости приливных явлений выявляется присутствие колебаний и других периодов.

2.3.3.2. Полумесячные неравенства

Постепенное изменение характеристик приливных колебаний уровня и приливных течений, наблюдающихся от суток к суткам с полумесячной периодичностью, называется **полумесячным неравенством приливов**.

Полумесячные неравенства подразделяются на два вида:

- фазовые (связанные с изменением фаз Луны);
- тропические (связанные с изменением склонения Луны в течение месяца).

Фазовые неравенства характерны для полусуточных приливов. Время наступления приливов определяется в основном моментом кульминации Луны, который смещается каждые сутки вперед по времени в среднем на 50 минут. Приблизительно в течение полумесяца моменты верхней и нижней кульминаций Луны проходят через все часы суток. Затем цикл повторяется.

Соответственно за половину месяца через все часы суток проходит и время наступления полных и малых вод.

В зависимости от времени кульминации Луны меняется и величина приливов. В дни полнолуния и новолуния, то есть в сизигию, Луна и Солнце кульминируют одновременно (Луна кульминирует в 0 и 12 часов), располагаясь на одной линии с Землей, по одну сторону от нее или с противоположных сторон (рис. 23). Приливообразующие силы Луны и Солнца при этом складываются и создают приливы примерно на 20% выше обычного. Такие приливы называются сизигийными. Из-за влияния физико-географических условий наибольшие величины приливов наблюдаются не точно в сизигию, а спустя некоторое время. Интервал времени между полнолунием и новолунием и наибольшим приливом называется **возрастом полусуточного прилива (лунным промежутком)**.

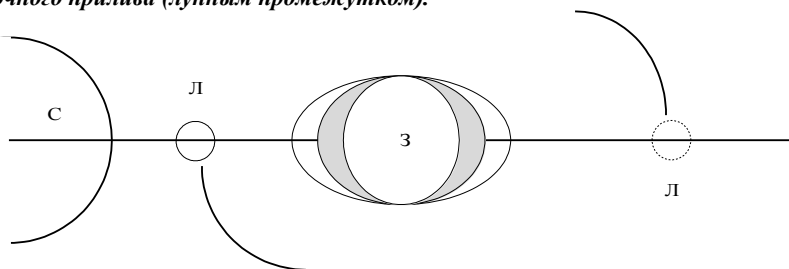


Рис. 23. Сизигийный прилив

Когда Луна находится в первой или третьей четверти, то есть в положениях, называемых **квадратурами** (Луна кульминирует в 6 и 18 часов), Луна и Солнце располагаются под прямым углом друг к другу и их приливообразующие силы действуют противоположно. В это время наблюдаются **приливы на 20% ниже обычных**. Такие приливы называются **квадратурными** (рис.24).

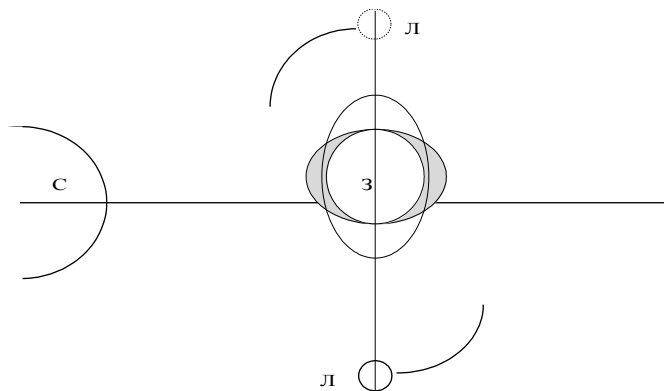


Рис. 24. Квадратурный прилив

С изменением времени кульминации Луны связано также изменение величины лунных промежутков. Полумесечное изменение лунных промежутков определяет полумесечное неравенство во времени полных и малых вод наступления приливов.

Средний период фазового полумесечного неравенства равен 14.77 суток, так как время, протекающее между двумя полнолуниями или новолуниями (синодический месяц) равно в среднем 29.53 суток.

Тропические полумесечные неравенства характерны для суточных приливов и приливов, которые хотя бы на непродолжительное время в течение месяца становятся суточными.

Тропические неравенства связаны с изменениями склонения Луны.

С увеличением склонения Луны увеличиваются суточные неравенства и величина приливов. Наибольшей величины приливы достигают при наибольшем склонении Луны. Такие *приливы называются тропическими* (Луна находится вблизи тропиков).

При склонении Луны равному нулю, *величины приливов наименьшие и носят название равноденственных или экваториальных* (Луна проходит через экватор).

Полный цикл изменений склонения Луны совершается на протяжении тропического месяца, который длится в среднем 27.32 суток. Неравенство определяется только величиной склонения и не зависит от его знака. Поэтому период тропического неравенства в приливах равен половине периода тропического месяца, то есть в среднем 13.66 суток.

В зависимости от склонения Луны меняются также лунные промежутки, следовательно, тропическое неравенство сказывается также на времени наступления приливов.

Из-за влияния физико-географических условий тропические приливы отстают от момента наибольшего склонения Луны. Интервал времени между наибольшим склонением Луны и ближайшим наибольшим суточным приливом называется возрастом суточного прилива (возрастом тропического неравенства).

2.3.3.3. Месячные (параллактические) неравенства

Месячные неравенства обусловлены изменением расстояния от Земли до Луны (рис.25). Так как Луна обращается вокруг Земли не по идеальному кругу, а по эллипсу, то Луна то ближе к Земле, то дальше от нее. Период обращения Луны вокруг Земли называется **аномалистическим месяцем** и равен 27.55 суток. Для количественной оценки расстояния между Землей и Луной служит угловой показатель - **горизонтальный параллакс Луны**, поэтому **месячные неравенства называют также параллактическими**.

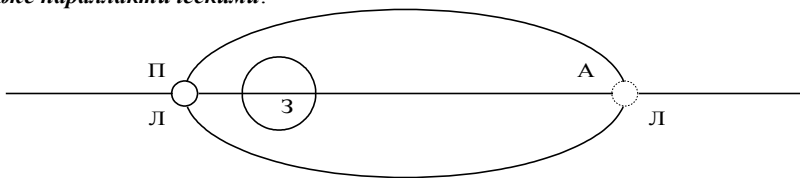


Рис. 25. Месячные неравенства приливов

Когда Луна максимально приближается к Земле, то есть находится в перигее (П), сила ее притяжения возрастает и **прилив становится примерно на 20% выше обычного – перигейный прилив** (рис. 6). Наименьшее расстояние между Землей и Луной (перигей), соответствует наибольшему значению горизонтального параллакса Луны.

По мере увеличения расстояния между Землей и Луной приливные колебания уменьшаются. Когда Луна достигает точки максимально удаленной от Земли - апогея (А), ее приливообразующая сила уменьшается и **наблюдается прилив примерно на 20% ниже обычного - апогейный прилив**. Наибольшее удаление Луны (А) характеризуется наименьшими значениями горизонтального параллакса Луны.

Кроме высоты приливов, месячные неравенства проявляются и в изменениях лунных промежутков, то есть времени наступления приливов.

Большие величины приливов при наименьшем расстоянии между Землей и Луной (перигей) и малые приливы при большом расстоянии между Землей и Луной (апогей) смещены относительно соответствующих астрономических условий на **промежуток времени, называемый возрастом параллактического неравенства**.

Иногда моменты сизигии и лунного перигея совпадают и можно наблюдать приливы необычайной высоты. Сизигийный прилив на 20% выше обычного, перигейный прилив также на 20% выше обычного. Когда они складываются, то **создают прилив на 40% выше обычного - перигейно-сизигийный прилив**. Соответственно, если квадратурный прилив совпадает с апогейным, то наблюдается противоположная картина - полная вода примерно **на 40% ниже нормы - апогейно-квадратурный прилив**.

2.3.3.4. Длиннопериодные неравенства

Длиннопериодные неравенства приливов связаны с кажущимся годовым движением Солнца.

Изменение склонения Солнца в течение года проявляется в приливах **солнечным тропическим неравенством полугодового периода**. С ним связаны изменения полугодового периода величин тропических и экваториальных приливов,

а также суточных неравенств. При максимальном склонении Солнца в смешанном солнечном приливе будет усиливаться суточное неравенство (тропический солнечный прилив).

Изменения расстояния от Солнца до Земли (параллаксы Солнца) определяют *солнечное параллактическое неравенство годового периода*. Оно *приводит к увеличению прилива на 10% в момент перигелия* (минимального расстояния от Солнца до Земли) по сравнению с моментом афелия (максимального расстояния от Солнца до Земли).

Также в практике принимается во внимание медленное, с периодом 18.61 года, изменение склонения Луны вследствие наклона лунной орбиты к плоскости эклиптики на постоянный угол $5^{\circ}08'$. Связанное с этим многолетнее неравенство в приливах сказывается сравнительно небольшими изменениями полумесячных лунных тропических неравенств.

2.4. Основы теории приливов

2.4.1. Приливообразующие силы и их потенциал

На каждую частицу Земли действуют:

- сила притяжения частицы к центру Земли;
- центробежная сила, возникающая при вращении Земли вокруг своей оси;
- центробежная сила, возникающая при обращении системы Земля - Луна вокруг общего центра тяжести;
- центробежная сила, возникающая при обращении системы Земля - Солнце вокруг общего центра тяжести;
- сила притяжения к центру Луны;
- сила притяжения частицы к центру Солнца.

Сила притяжения к центру Земли и центробежная сила, возникающая при вращении Земли вокруг своей оси постоянны во времени, их равнодействующая является силой тяжести. Поскольку сила тяжести для данной точки Земли является величиной *постоянной*, она не участвует в создании прилива и поэтому ее можно не учитывать.

Силы притяжения Луны и Солнца в отдельных точках Земли неодинаковы (переменны) и зависят от расстояния от этих точек до центров соответственно Луны и Солнца.

Центробежные силы систем Земля - Луна и Земля - Солнце для каждой точки Земли одинаковы и равны силам притяжения Луны и Солнца, но только в центре Земли. Это вполне понятно, так как в противном случае расстояние между Землей и Луной и Землей и Солнцем или увеличилось бы или уменьшалось.

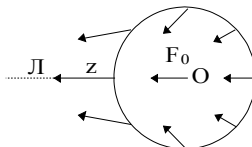
Равнодействующая всех сил, действующих на частицу Земли, оказывается *переменной*.

Для простоты рассуждения положим, что на частицу Земли действует только приливообразующая сила Луны, и рассмотрим вначале только взаимодействие в системе Земля - Луна вокруг их общего центра тяжести (приливообразующая сила Солнца выводится аналогично). При этом суточное вращение Земли и движение всей системы вокруг Солнца во внимание не принимается.

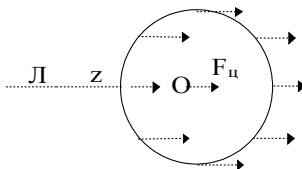
Общий центр тяжести между Землей и Луной находится на расстоянии 0.73 земного радиуса, то есть внутри тела Земли (в системе Земля - Солнце общий центр тяжести системы лежит внутри Солнца). Система Земля - Луна совершает полный оборот вокруг общего центра тяжести за лунный месяц ($27 \frac{1}{2}$ суток).

2 4.1.1. Приливообразующие силы

Силы притяжения Луны.



Центробежные силы.



Возьмем систему прямоугольных координат с началом в центре Земли.

Поместим плоскость XOY так, чтобы она совпала с плоскостью экватора, а ось Z направим вертикально вверх (рис. 26). Пусть масса Луны – $M_{\text{л}}$, а точка Р расположена на поверхности океана и представляет некоторую частицу, масса которой равна единице. Ее координаты – x, y, z , расстояние от нее до Луны равно D , а до центра Земли – ρ (радиус Земли). Расстояние от центра Земли до центра Луны – $r_{\text{л}}$ а приведенное к центру Земли зенитное расстояние Луны (угол между направлением на Луну и точку Р из центра Земли) – $z_{\text{л}}$.

Согласно 1-му закону Ньютона, сила притяжения пропорциональна произведению масс тел и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Поэтому на частицу единичной массы, находящуюся в точке P_1 , будет действовать сила притяжения F_p , равная по величине:

$$F_p = kM_{\text{л}} / D^2,$$

а на частицу, расположенную в центре Земли (O), сила притяжения F_0 :

$$F_0 = kM_{\text{л}} / r_{\text{л}}^2,$$

где k – коэффициент пропорциональности, называемый гравитационной постоянной.

Силы притяжения к Луне частиц на поверхности океана и в центре Земли неодинаковы, так как удаление их от центра притяжения Луны различно.

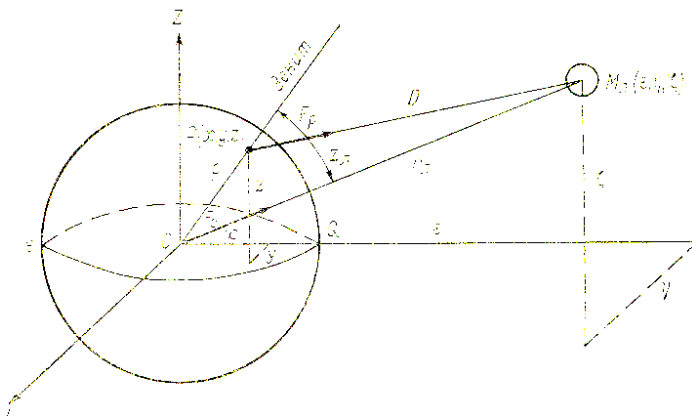


Рис. 26. К выводу потенциала приливообразующих сил

Сила притяжения, действующая на частицы, находящиеся в центре Земли (в точке O) ($\vec{F}_O$), **равна** по величине центробежной силе $\vec{F}_{Ц}$, возникающей от обращения системы „Земля - Луна” вокруг их общего центра тяжести, **но обратна ей по направлению**. В векторной форме это запишется так:

$$\vec{F}_O = -\vec{F}_{Ц}$$

Силы притяжения Луны, действующие на частицы, расположенные **вне центра** Земли, не уравновешены центробежной силой. Поэтому эти частицы будут смещаться относительно центра Земли.

В результате в каждой точке Земли вследствие геометрического сложения силы притяжения Луны в данной точке $\vec{F}_P$ и центробежной силы $\vec{F}_{Ц}$ возникает **равнодействующая**, которая и является **приливообразующей силой** $\vec{F}_Л$:

$$\vec{F}_Л = \vec{F}_P + \vec{F}_{Ц}$$

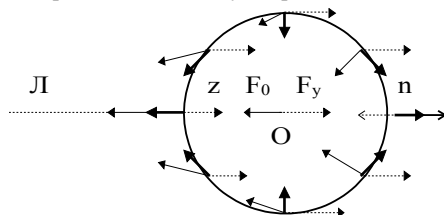
Поскольку сила притяжения в центре Земли равна по величине и обратна по направлению центробежной силе системы „Земля — Луна”, то есть: $\vec{F}_O = -\vec{F}_{Ц}$, то приливообразующую силу Луны можно представить и как разность сил притяжения Луны в данной точке (P) и в центре Земли (O):

$$\vec{F}_Л = \vec{F}_P - \vec{F}_O$$

На половине Земли, обращённой к Луне, $\vec{F}_P \nparallel \vec{F}_O$, поэтому векторы приливообразующих сил направлены **к Луне** (рис. 27).

На противоположной половине наоборот, $\vec{F}_P \nparallel \vec{F}_O$, поэтому векторы приливообразующих сил направлены **от Луны**.

Приливообразующая сила в результате сложения силы притяжения и центробежной силы будет равна:



$$F_L = \frac{kM_{\text{Л}}\rho^2}{r^2}$$

Аналогично, приливообразующая сила Солнца равна:

$$F_C = \frac{kM_{\text{С}}\rho^2}{r_C^2}$$

Рис. 27. Равнодействующие или приливообразующие силы Луны в каждой точке Земли

где F_C - приливообразующая сила Солнца, M_C - масса Солнца, r_C - расстояние между центрами Земли и Солнца).

В образовании прилива основную роль играют **горизонтальные составляющие** приливообразующих сил, направленные по касательной к поверхности Земли (оси X и Y). Вертикальная составляющая в величине приливообразующей силы практически роли не играет, она изменяет только силу тяжести.

Приливообразующие силы **наибольшие** и равные друг другу **в зените и надире** (если пренебречь радиусом Земли по сравнению с расстоянием до Луны). (В действительности приливообразующая сила в зените на 1/43 больше, чем в надире). **На полюсах** приливообразующие силы **вертикальны и минимальны**.

Вместо приливообразующих сил в теории приливов более удобно пользоваться их **потенциалом**.

Потенциал силы - это функция, частные производные которой (то есть изменения которой) в заданном направлении равны проекциям силы на соответствующие направления (на оси координат x, y, z).

Если обозначить потенциал приливообразующей силы Луны через V_L , то согласно определению для проекций сил на оси координат x, y, z будем иметь:

$$\begin{cases} \frac{\Delta V_L}{\Delta x} = F_{Lx} \\ \frac{\Delta V_L}{\Delta y} = F_{Ly} \\ \frac{\Delta V_L}{\Delta z} = F_{Lz} \end{cases}$$

Правые части этих равенств известны. Поэтому совместное решение трёх уравнений (интегрирование) даёт значение потенциала:

$$V_L = \frac{kM_{\text{Л}}\rho^2}{2r_L^3} (3\cos^2 z_L - 1)$$

Отсюда выражение для потенциала лунной приливообразующей силы имеет

вид:

$$V_L = \frac{3}{2} \frac{kM_{\text{Л}}\rho^2}{r_L^3} (\cos^2 z_L - \frac{1}{3})$$

Аналогично находится потенциал приливообразующей силы Солнца:

$$V_c = \frac{3}{2} \frac{kM_{\text{ср}}^2}{r_c^3} (\cos^2 z_c - \frac{1}{3}),$$

где M_c - масса Солнца;

r_c - расстояние между центрами Земли и Солнца;

z_c - зенитное расстояние Солнца, приведённое к центру Земли.

Полный потенциал приливообразующих сил Луны и Солнца будет равен сумме потенциалов:

$$V = V_{\text{л}} + V_{\text{с}}$$

Если подставить в формулы средние значения масс Луны и Солнца, их расстояний от Земли, то можно убедиться, что **приливообразующая сила Луны в среднем в 2.17 раза больше приливообразующей силы Солнца.**

Сравним величины составляющих приливообразующих сил Луны с силой тяжести, действующей на единицу массы. Подстановка числовых значений величин в формулы дает средние значения составляющих приливообразующей силы Луны:

$$F_{\text{л(г)}} = \frac{g}{12 \cdot 10^6} ; F_{\text{л(в)}} = \frac{g}{9 \cdot 10^6},$$

где $F_{\text{л(г)}}$ - горизонтальная составляющая, $F_{\text{л(в)}}$ - вертикальная составляющая, g - ускорение силы тяжести.

Таким образом, и горизонтальная, и вертикальная составляющие приливообразующей силы Луны и Солнца оказываются очень малыми по сравнению с силой тяжести. При этом вертикальная составляющая, хотя она и несколько больше горизонтальной, совершает работу против силы тяжести и лишь незначительно изменяет вес частиц воды, не вызывая никакого движения, так как она в 9 миллионов раз меньше силы тяжести.

Горизонтальная составляющая, действующая перпендикулярно к силе тяжести, вызывает значительные горизонтальные перемещения частиц воды, что и влечет за собой поднятие или опускание уровня моря.

2.4.2. Статическая теория приливов

В 1687 году **Ньютон** на основе закона всемирного тяготения предложил первую теорию приливов - **статическую теорию** (а также решил задачу расчета потенциала приливообразующих сил, приведенную ранее). Статическая теория имеет ряд недостатков и непригодна для предвычисления приливов, однако все же позволяет **качественно** объяснить некоторые особенности явления приливов.

Допущения статической теории:

- океан покрывает Землю сплошным слоем одинаковой глубины ($z = \text{const}$);
- влияние физико-географических условий исключено;
- свободная поверхность океана находится в равновесии под действием силы тяжести и приливообразующей силы и моментально реагирует на действие последней. Следовательно, в любой момент времени потенциал приливообразующих сил равен разности потенциалов силы тяжести на среднем уровне и уровне прилива.

Потенциал силы тяжести представляет функцию, производная от которой по направлению нормали к поверхности равных значений потенциала - **изопотенциальной** поверхности равна силе тяжести.

Для единичной массы выражение потенциала силы тяжести Γ запишется следующим образом:

$$\frac{\Delta \Gamma}{\Delta h} = g, \text{ где}$$

g - ускорение силы тяжести, равное по величине силе тяжести единицы массы;

h - направление нормали к изопотенциальной поверхности.

Из этого соотношения получим выражение потенциала силы тяжести:

$$\Gamma = \int_0^h g \Delta h = gh$$

Потенциал силы тяжести на среднем уровне обычно принимается равным нулю. Тогда потенциал силы тяжести представляет собой работу, совершаемую против силы тяжести, при перемещении единицы массы от среднего уровня на высоту h .

Из допущения статической теории (так как приливообразующая сила уравновешена силой тяжести) в каждый момент времени должно удовлетворяться равенство:

$$\Gamma = V_L + V_C$$

(Потенциал силы тяжести равен полному потенциалу приливообразующих сил Луны и Солнца).

Подставив значение потенциала силы тяжести, получим:

$$gh = V_L + V_C,$$

откуда

$$h = \frac{V_L + V_C}{g}$$

Для определения высоты прилива необходимо в эту формулу подставить значения потенциалов приливообразующих сил Луны и Солнца. Тогда получим:

$$h = \frac{3}{2} \frac{k\rho^2}{g} \left[\frac{M_L}{r_L^3} (\cos^2 z_L - \frac{1}{3}) + \frac{M_C}{r_C^3} (\cos^2 z_C - \frac{1}{3}) \right]$$

Анализ этой формулы показывает, что если бы действовала только приливообразующая сила Луны, то поверхность океана приняла бы форму эллипсоида вращения, большая ось которого была бы направлена на Луну. В случае действия одного Солнца большая ось эллипсоида вращения была бы направлена на Солнце.

При одновременном действии Луны и Солнца поверхность океана можно получить геометрическим суммированием лунного и солнечного эллипсоидов вращения.

По формуле статической теории приливов можно подсчитать, что при **среднем** расстоянии Земли от Луны и Солнца должны были бы наблюдаться следующие величины лунных и солнечных приливов: $h_L = 0.54$ м; $h_C = 0.25$ м.

Следовательно, для **сизигийных приливов**:

$$h_{\text{Л}} + h_{\text{С}} = 0.79(\text{м}) \approx 0.8(\text{м})$$

В этих же условиях для **квадратурных приливов**:

$$h_{\text{Л}} - h_{\text{С}} = 0.29(\text{м}) \approx 0.3(\text{м})$$

Максимальная величина сизигийного прилива оказывается равной 0.9 м.

Минимальная квадратурного - 0.2 м.

Близкие к рассчитанным по статической теории величины приливов наблюдаются у побережий островов в открытом океане. Это говорит о том, что **различие в величинах приливов у берегов континентов создаётся вследствие влияния физико-географических условий района.**

На основании статической теории можно дать объяснение полумесячным, месячным и суточным неравенствам.

Полумесячное фазовое неравенство приливов объясняется наблюдающимся в течение полумесяца постепенным смещением лунного и солнечного приливных эллипсоидов друг относительно друга.

В дни сизигии Луна и Солнце кульминируют одновременно, лунный и солнечный эллипсоиды прилива складываются, поэтому подъём уровня, вызванный действием Луны, увеличивается за счёт действия Солнца. Понижение уровня при отливе равно сумме понижений, производимых Луной и Солнцем. Следовательно **величина прилива будет наибольшей, наблюдается сизигийный прилив** (рис.28).

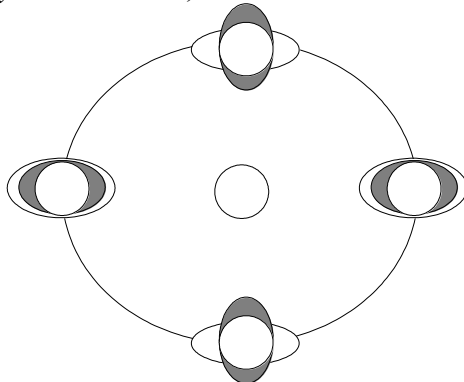


Рис. 28. Сочетания лунного и солнечного приливов, объясняющие возникновение сизигийного и квадратурного приливов

В квадратуры большие оси лунного и солнечного эллипсоидов взаимно перпендикулярны и эллипсоиды вычитаются. Так как лунный прилив больше солнечного, то результирующий эллипсоид будет направлен большей осью на Луну, однако высота подъёма уровня под действием Луны будет уменьшена отливом, вызываемым Солнцем. Высота же малой воды будет увеличена приливом под действием Солнца. **Прилив будет наименьшим, наблюдается квадратурный прилив.**

Гребень волны суммарного лунно-солнечного прилива всегда лежит ближе к гребню лунного прилива, так как последний в два раза больше солнечного. Поэтому удобнее определять время наступления полной воды по отношению к моменту

кульминации Луны, а не Солнца. В дни сизигии, когда оба светила кульминируют в одно время, моменты полных вод вызываемых ими приливов, совпадают, и полная вода суммарного прилива должна наступить одновременно с кульминацией Луны.

В действительности и в это время моменты полной воды и кульминации Луны отстоят друг от друга на среднее значение лунного промежутка. Объяснения этому явлению статическая теория не даёт (по Дуванину).

По мере того, как Луна отстает в своем движении от Солнца (на 50 минут в сутки), полные воды лунного и солнечного приливов будут смещаться относительно друг друга и моменты полной воды суммарного прилива будут удаляться от момента кульминации Луны (происходит смещение времени суммарного прилива от времени лунного прилива; это объясняет полумесячное изменение лунных промежутков за счёт фазового неравенства).

В *квадратуре*, когда разность между кульминациями Луны и Солнца достигнет 6 часов, момент наступления полной воды суммарного прилива вновь совпадет (по статической теории, но в действительности это не так) с кульминацией Луны.

Когда *разность превысит 6 часов*, момент полной воды суммарного прилива снова будет *удаляться* от момента кульминации Луны до следующей сизигии.

Суточные и полумесячные неравенства в суточных приливах обусловлены склонением Луны. В свете выводов статической теории можно рассмотреть также механизм возникновения суточных неравенств.

Пусть PP_1 - ось вращения Земли, EQ - экватор, ZN - направление на Луну, DF - круг освещения (рис.29). Согласно статической теории большая ось эллипсоида вращения, характеризующего поверхность океана, направлена на Луну. Для наблюдателя, находящегося в точке A , полная вода наступит в момент верхней кульминации Луны. Малая вода наступит для него тогда, когда точка A вследствие вращения Земли придёт на круг освещения (в точку C). Это случится не через 6 часов 12 минут после полной воды, а позже, потому что дуга параллели AC составляет больше четверти окружности.

Следующая после малой полная вода наступит, когда наблюдатель будет в точке A' , через 12 часов 25 минут после первой полной воды, но менее чем через 6 часов 12 минут, после предшествовавшей малой воды, так как дуга CA' меньше четверти окружности.

При этом полная вода в A будет иметь большую высоту, чем в A' . После полной воды A' следующая малая наступит скорее, чем через 6 часов 12 минут, когда наблюдатель вновь будет на круге освещения. Через 24 часа 50 минут после первой полной воды наблюдатель снова будет в точке A и снова будет полная вода.

Для других мест земного шара высоты полных вод при верхней и нижней кульминации Луны также неодинаковы, так как приливный эллипсоид расположен несимметрично относительно оси вращения Земли. ***Только на экваторе обе полные воды будут одинаковой высоты, то есть суточных неравенств не будет при любом склонении Луны, а наибольшие приливы будут при склонении Луны равно нулю.***

На полюсах уровень в течение суток меняться не будет, то есть прилив будет отсутствовать. Будут отмечаться только колебания уровня с периодом, равным половине лунного месяца.

Таким образом, в те дни, когда склонение Луны не равно нулю суточное неравенство в высоте сопровождается неравенством во времени, вследствие которого первая малая вода наступает позже, чем через 6 часов 12 минут после предшествующей полной, а вторая - раньше.

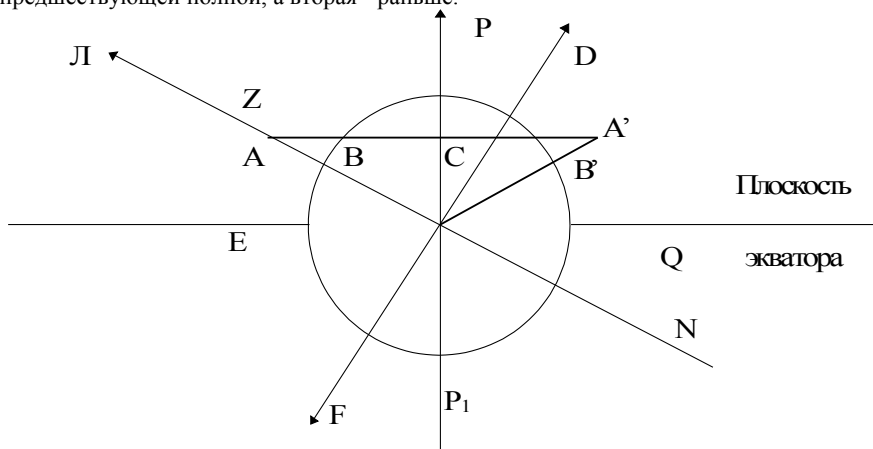


Рис. 29. Суточное неравенство приливов, зависящее от склонения светила

Для солнечных приливов период суточного тропического неравенства равен полугоду, так как в течение этого времени Солнце возвращается к экватору.

Месячные (параллактические) неравенства обусловлены изменением расстояния от Земли до Луны. Из формулы статической теории следует, что высота прилива обратно пропорциональна кубу расстояния между центром Земли и центром возмущающегося светила. Поэтому высота прилива при наименьшем расстоянии - в *перигее*, оказывается больше, чем при наибольшем - в *апогее* для Луны на 30%, а для Солнца на 10%.

Недостатки статической теории приливов:

- сочетание солнечных и лунных приливов в Мировом океане, разделенном материками, не происходит по описанной идеальной схеме;
- не объясняется пестрое распределение величин и характера приливов в океанах и морях;
- не дается объяснения возникновению лунных промежутков и возрастов приливов, сильно усложняющих приливные явления;
- полное теоретическое объяснение наблюдающихся в природе приливов остается открытой проблемой;
- статическая теория, давая объяснения некоторым особенностям в явлении прилива с *качественной* стороны, не пригодна для практических *расчетов*. **Причина** этого заключается в том, что допущения, лежащие в основе теории, **не соответствуют действительности**;
- статическая теория объясняет лишь действие космических сил, то есть **причины**, вызывающей приливные движения, **поведение же самих приливов она не объясняет**.

Ранее были сделаны допущения, что океан покрывает Землю слоем постоянной глубины, что океан неподвижен, *статичен*, но известно, что это не так, что он *динамичен* и *изменчив*. Существуют факторы на самой Земле, которые никак или почти никак не связаны с астрономией, но оказывают огромное влияние на приливы.

Таким образом *можно сделать некоторые выводы* о силах, вызывающих приливы:

➤ *Луна - главный приливообразующий фактор*; она совершает *кажущийся* оборот вокруг Земли каждые **24 часа 50 минут** (имеется в виду фиктивная Луна, которая равномерно обращается вокруг неподвижной Земли). Сложение силы притяжения Луны с центробежной силой приводит к появлению приливных горбов как под Луной, так и в точке, находящейся на противоположной стороне Земли.

➤ *Солнце*, вследствие большей удаленности от Земли, является *вторым по важности приливообразующим фактором*; оно также создает два приливных горба, но они значительно меньше.

➤ Когда Солнце и Луна находятся на одной прямой относительно Земли, либо по одну сторону от нее, либо с противоположных сторон, их приливообразующие силы объединяются и образуют *сизигийные приливы, которые на 20% выше обычного*.

➤ Когда Солнце находится под прямым углом к Луне, его притяжение противодействует притяжению Луны, тем самым уменьшая лунные приливы; в этом случае *образуются квадратурные приливы, которые на 20% ниже обычных*. (Если угол между Солнцем и Луной отличается от прямого, Солнце видоизменяет лунные приливы, либо несколько увеличивая их (в секторе 0-90°), либо уменьшая (в секторе 90-180°)).

➤ Когда Луна, обращающаяся вокруг Земли по эллиптической орбите каждые **27½ дней**, достигает *перигея*, то есть точки, ближайшей к земной поверхности, наблюдаются приливы на **20% выше обычных - перигейные приливы**. Когда Луна достигает *апогея*, то есть точки, наиболее удаленной от поверхности Земли, наблюдаются *приливы на 20% ниже обычных - апогейные приливы*.

➤ Когда Луна находится к северу или к югу от экватора, ее приливообразующая сила стремится из полусуточной превратиться в суточную. *При наибольшем склонении Луны будут наибольшие приливы - тропические. При нулевом склонении (Луна над экватором) будут наименьшие приливы - равноденственные*.

То же справедливо и для Солнца. Когда же Солнце и Луна находится над экватором или вблизи от него, их приливообразующие силы являются полусуточными.

2.4.3. Динамическая теория приливов

Исследование явления приливов показывает, что основное положение, принятое в статической теории, о равновесии поверхности океана в каждый момент времени не согласуется с достаточно быстрой сменой приливных явлений. Массы воды, обладая значительной инерцией, не могут приходить мгновенно в равновесие при изменении действующих сил.

Поэтому под действием непрерывно меняющейся периодической приливообразующей силы частицы воды, стремящейся к все новым и новым положениям равновесия, получают стремление перейти их (вследствие инерции водных масс) и в последующем совершать колебания около положения равновесия. Если бы приливообразующая сила прекратила свое действие, то колебания частиц воды, а, следовательно, и поверхности океана были бы затухающими (под действием силы трения). Но приливообразующие силы действуют непрерывно с определенным периодом. Поэтому и колебания поверхности океана незатухающие и также характеризуются известной периодичностью⁴.

В 1775 году Лаплас предложил теорию движения жидкости, обладающей инерцией, на вращающейся Земле под действием периодически меняющейся приливообразующей силы, названную **динамической теорией**.

Допущения:

1. Земля сплошь покрыта океаном постоянной глубины ($z = \text{const}$);
2. Внутреннее трение и трение о дно отсутствуют ($\mu = 0$);
3. Вода однородна и несжимаема ($\rho = \text{const}$).

Принимая во внимание эти допущения, Лаплас установил закономерности, характеризующие зависимость между приливообразующей силой и колебаниями уровня моря. При определении этих колебаний Лаплас считал, что:

***0** *Период колебаний уровня моря, вызванный действием периодической приливообразующей силы, равен периоду этой силы;*

***1** *Если одновременно действует несколько периодических сил, то колебания, вызываемые каждой из них, можно рассматривать отдельно, а общий результат действия всех сил получить путем суммирования составляющих колебаний.*

Исходя из этих двух принципов, Лапласом впервые были получены **уравнения движения приливов** в океане постоянной глубины с учетом приливных сил, как внешней силы. Эти уравнения позволили объяснить **происхождение** лунных промежутков, независимо от влияния трения, а также фазовых и тропических неравенств. Важный вывод, полученный Лапласом, состоял в том, что **им было показано решающее значение характера рельефа дна на приливы**. Это дало толчок для математических исследований прилива в бассейнах различных форм.

Невозможность получить расчетную формулу для высоты прилива теоретически вызвала необходимость искать решение на основе сопоставления реального прилива и прилива, рассчитанного теоретически. Производя такое сопоставление, Лаплас пришел к выводу, что **для получения расчетной формулы колебаний уровня необходимо ввести поправочные коэффициенты в амплитуду и**

⁴ Недостатком статической теории является то, что в ней рассматривается действие только приливообразующих сил. Между тем существенное значение в движении приливных волн в Мировом океане имеют еще:

- 1) Градиенты давления;
- 2) Отклоняющая сила вращения Земли;
- 3) Сила трения между движущейся водой и дном бассейнов.

Проявление этих вторичных сил начинается только после возникновения движения, которое в случае приливов вызывается действием приливообразующих сил.

фазу составляющих колебаний уровня. Эти поправочные коэффициенты оказываются *постоянными для данного места* и могут быть найдены, если имеются наблюдения над колебаниями уровня в данном месте.

Высота лунного прилива по статической теории определяется формулой:

$$h_{\text{л}} = \frac{3}{2} \frac{k M_{\text{л}} \rho^2}{g \cdot r_{\text{л}}^3} (\cos^2 z_{\text{л}} - \frac{1}{3})$$

Выразим косинус зенитного расстояния $z_{\text{л}}$ ($\cos z_{\text{л}}$) через широту места φ , склонение Луны δ и часовой угол t по известной формуле сферической тригонометрии:

$$\cos z_{\text{л}} = \sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t$$

После подстановки выраженного по этой формуле $\cos z_{\text{л}}$ в формулу высоты “*статического*” прилива и некоторых преобразований получим:

$$h_{\text{л}} = \frac{3}{2} \frac{k M_{\text{л}} \cdot \rho^2}{g \cdot r_{\text{л}}^3} \left[\frac{(1 - 3 \sin^2 \delta) \cdot (1 - 3 \sin^2 \varphi)}{6} + \frac{1}{2} \sin 2\varphi \cdot \sin 2\delta \cdot \cos t + \frac{1}{2} \cos^2 \varphi \cdot \cos^2 \delta \cdot \cos 2t \right]$$

Это выражение будет справедливым для случая, когда океан покрывает всю Землю слоем одинаковой толщины, а вода представляет идеальную жидкость, лишённую инерции и сил внутреннего трения, то есть для *статического* прилива.

Каждая из трёх слагаемых, заключённых в квадратные скобки, можно рассматривать как отдельные составляющие колебаний уровня, имеющие различный период.

1. Первое слагаемое меняется весьма медленно вместе с изменением склонения Луны, следовательно, и силы, которые ему соответствуют, — это силы долгого периода. Лаплас предполагает, что поверхность океана под действием этих сил успевает занять положение равновесия и их период равен половине лунного месяца.
2. Второе слагаемое изменяется главным образом вследствие изменения часового угла Луны t , а потому период соответствующих ему сил будет равен лунным суткам.
3. Третьему слагаемому, так как под знаком косинуса стоит удвоенное значение часового угла Луны $2t$, соответствуют силы, имеющие период, равный лунным полусуткам.

Для получения формулы, пригодной для практических расчётов, Лаплас предложил ввести поправочные коэффициенты в амплитуду и фазу второго и третьего слагаемых, которые изменяются наиболее быстро. В первое слагаемое, изменяющееся медленно, Лаплас поправок не вводит, так как считает, что под его воздействием поверхность океана успевает занять положение равновесия.

Формула для расчета высоты прилива относительно среднего уровня моря принимает вид:

$$h_{\text{л}} = \frac{3}{2} \frac{k M_{\text{л}} \cdot \rho^2}{g \cdot r_{\text{л}}^3} \left[\frac{(1 - 3 \sin^2 \varphi) \cdot (1 - 3 \sin^2 \delta)}{6} + P_1 \sin 2\varphi \cdot \sin 2\delta \cdot \cos(t - \zeta_1) + \right. \\ \left. + P_2 \cos^2 \varphi \cos^2 \delta \cdot \cos(2t - \zeta_2) \right]$$

где:

P_1 , P_2 , ζ_1 , ζ_2 — поправочные коэффициенты, определяемые из наблюдений над колебаниями уровня;

φ — широта места;

δ — склонение Луны;

t — часовой угол Луны;

k — гравитационная постоянная;

$M_{\text{л}}$ — масса Луны;

ρ — расстояние до центра Земли (радиус Земли);

$r_{\text{л}}$ — расстояние от центра Земли до центра Луны;

g — ускорение силы тяжести.

Полученная формула после определения поправочных коэффициентов может служить для предвычисления лунного прилива на любой день и час для того пункта, для которого определены коэффициенты. С их помощью теоретически рассчитанный прилив приводится в согласие с наблюдающимся в природе.

Аналогичное выражение может быть найдено и для солнечного прилива.

Истинная высота прилива найдется как сумма лунного и солнечного приливов.

Каждое из слагаемых высоты в формуле Лапласа представляет элементарную волну.

1. Первое - волну *долгого периода*.
2. Второе - *суточного*.
3. Третье - *полусуточного*.

Полная расчётная формула Лапласа дает неплохие результаты при предвычислении ***правильных полусуточных приливов***. Лаплас применял свою формулу для вычисления приливов в Бресте, а также для определения отношения приливообразующих сил Луны и Солнца. Поскольку приливы в Бресте имеют полусуточный характер, то Лаплас за малостью суточных волн вовсе пренебрёг ими. В большинстве портов подобное упрощение не может быть сделано, так как суточные волны составляют заметную величину.

Вообще для ***других типов приливов***, кроме правильных полусуточных, ***расчёты по этой формуле оказываются неудовлетворительными***, так как сложные колебания уровня не могут быть представлены суммой только шести правильных косинусоид. Кроме того, формула Лапласа неудобна для практического расчёта, потому что в неё не входит среднее солнечное время, что вызывает необходимость предварительно рассчитывать на заданный момент времени целый ряд вспомогательных величин: склонение, часовой угол, расстояние от центра Земли до центров Луны и Солнца.

Поэтому ***формула, выведенная Лапласом, не получила практического применения***.

Однако его принцип решения задачи ***был использован в методе гармонического анализа***.

Выводы динамической теории Лапласа развивал Эри, исследуя распространение приливов в узких каналах. Исследования Эри (1845) получили название каналовой теории приливов. Соответственно постановке задачи полученные Эри результаты действительно характеризуют приливы в районах, которые близки к каналам. Для объяснения приливов в океанах выводы каналовой теории неприложимы.

Улучшение в теорию Лапласа внёс Хоф, который при своих исследованиях учитывал влияние отклоняющей силы вращения Земли (силы Кориолиса) и возникающие свободные волны. В этой теории, так же как и в теории Лапласа, принимается, что океан покрывает всю Землю. Выводы теории показывают, что **решающее** влияние на величину прилива оказывает период свободных колебаний водной толщи, определяемый глубиной моря и влиянием вращения Земли.

Результатом исследований Хофа, Гольдсбоу и Дудсона явились сведения о динамических возвышениях приливов различных периодов по отношению к высоте статических приливов.

Каналовая теория Эри (1845), рассматривавшая движение приливной волны в каналах постоянного сечения, различно ориентированных относительно географической системы координат, *позволила установить, что: в каналах, ориентированных по параллелям, образуются поступательные волны, а в меридиональных каналах - стоячие волны.*

2.4.4. Распространение приливных волн с учетом различных сил

В общем случае приливные волны относятся к поступательным волнам. Поступательные приливные волны обусловлены приливными течениями. Они переносят значительные массы воды, следовательно, **испытывают влияние силы Кориолиса**. В результате ее действия в приливной волне создается наклон уровня: его подъем с *правой стороны в Северном полушарии, с левой - в Южном*⁵.

Силу Кориолиса (1) и силу трения (2) можно назвать **вторичными**, так как сами они не вызывают движение, а возникают лишь при наличии движения, но существенно влияют на характер последнего.

Рассмотрим длинный канал прямоугольной формы (рис.30).

Приливное течение направлено в чертеж и имеет скорость V . Сила Кориолиса равна:

$$K=2\omega U \sin \varphi, \text{ где}$$

ω - угловая скорость вращения Земли;

U - скорость движения тела относительно поверхности Земли;

φ - широта места

⁵ Если смотреть в направлении распространения волны, то в Северном полушарии вода в гребне волны будет прижиматься к правой стороне, а в подошве - к левой стороне канала. На правой стороне будут и более сильные течения, достигающие своего максимума на гребне и подошве волны. Такая свободная длинная волна, распространяющаяся в узком длинном канале, называется волной Кельвина.

Сила Кориолиса отклонена на угол 90° от вектора скорости вправо в северном полушарии и влево - в южном и вызывает соответствующее отклонение вправо или влево движущихся тел, в данном случае - потока воды.

Поперечный наклон уровня, то есть угол $\angle \beta$ можно определить из условия приблизительного равновесия силы Кориолиса и силы тяжести:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\Delta h}{b} = \frac{K}{b} = \frac{2\omega U \sin \varphi}{g} \quad \text{или} \quad \Delta h = \frac{2\omega b U \sin \varphi}{g}$$

На **правой** стороне канала наблюдается подъём уровня на величину Δh - **прилив**, на **левой** - **отлив**. Подъём уровня у берегов зависит от величины b (так как Δh зависит от b). У некоторых значений ширины b у левого берега прилив может исчезнуть и даже оказаться в противоположной фазе. В этом случае вдоль канала возникает линия, вдоль которой колебания уровня будут отсутствовать - **узловая линия**.

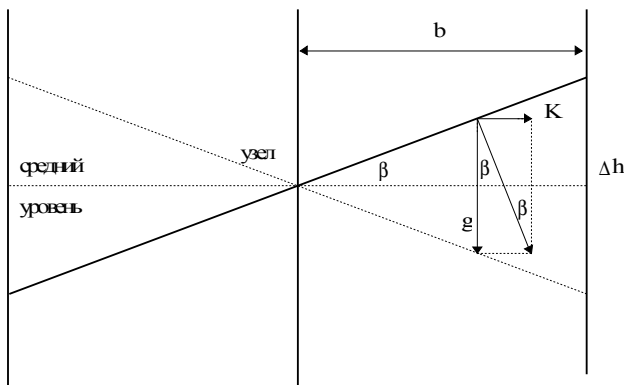


Рис. 30. Волны в узком канале

Сила трения определяется соотношением:

$$T = \mu \frac{\Delta U}{\Delta z}, \quad \text{где}$$

μ - коэффициент трения;

$\Delta U / \Delta z$ – вертикальный градиент скорости течения.

Сила трения направлена в сторону, противоположную вектору течения и оказывает тормозящее действие при движении. В теории приливов обычно учитывается только трение о дно бассейна. Силой трения между слоями воды, то есть внутренним трением, обычно пренебрегают.

Наиболее сильное влияние трения наблюдается на мелководье. Здесь трение о дно изменяет амплитуду и величину приливов. Трение о дно вызывает деформацию приливной волны, яркий пример чего - деформация приливной волны в устьях рек при явлении бора.

Так как сила Кориолиса зависит от скорости течения, которое меняется с периодом волны, то она также будет колебаться с этим периодом. Соответственно с периодом волны будут колебаться и отклонения масс воды в поперечном

направлении, вызываемые силой Кориолиса. В результате этого возникают поперечные колебания уровня, описываемые *волной Кельвина*.

Стоячие приливные волны развиваются в замкнутых или обособленных бассейнах в результате интерференции набегающей и отражённой волны. Стоячие волны под действием силы Кориолиса сильно деформируются. При этом в бассейнах развивается своеобразная система приливных течений и колебаний уровня, которая называется **амфидромической областью**.

Рассмотрим положение уровня в момент $t=0$ (рис.31). Это начало процесса: приливная волна наблюдается на одном конце бассейна – прилив (ПВ – полная вода). На другой стороне наблюдается отлив (МВ – малая вода). Скорости в этот момент наибольшие.

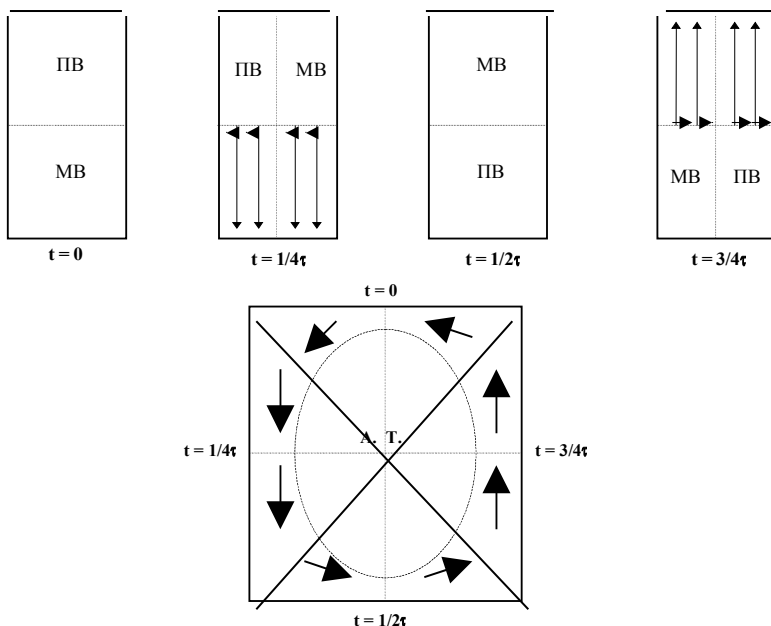


Рис. 31. Амфидромическая область

Если бы сила Кориолиса отсутствовала, то поверхность воды была бы плоской. Однако под действие силы Кориолиса *приливное течение отклоняется к правому берегу и здесь наблюдается повышение уровня – прилив, ПВ. На другом берегу – отлив, МВ.*

При воздействии силы Кориолиса не может происходить простого отражения набегающей волны от противоположного берега. Под влиянием вращения Земли создаются колебания уровня в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны. Фаза этих поперечных колебаний совпадает с фазой горизонтальных скоростей течений. Однако, как показано выше, фаза скоростей течения в стоячих волнах отличается на четверть периода волны. Сложение таких

колебаний, как общее правило, приводит к возникновению вращательного движения вокруг неподвижной точки. В рассматриваемом случае имеет место вращение наклонной поверхности моря.

В момент $t=1/2\tau$ положение ПВ и МВ будет противоположно первоначальному положению. В момент времени $t=3/4\tau$ под влиянием силы Кориолиса ПВ будет наблюдаться на правом крае бассейна. В результате влияния силы Кориолиса за приливный период $t=\tau$ ***ПВ в Северном полушарии обходит бассейн против часовой стрелки, в Южном полушарии - по часовой стрелке.***

Таким образом, стоячая приливная волна под действием силы Кориолиса фактически превращается в поступательную приливную волну, непрерывно бегущую вдоль берегов бассейна. Точка, вокруг которой происходит вращение - ***амфицентрическая точка (АТ).*** В ней колебания уровня отсутствуют. Вокруг же нее будет оббегать приливная волна, вызывающая в различных точках периодический подъем и падение уровня.

2.5. Методы предвычисления приливов

Фундаментальные основы теории приливов, сформированные Ньютоном и Лапласом, ***свидетельствуют о практической невозможности получения расчетных формул для предвычисления приливов в реальном океане.*** Однако они позволили определить наиболее эффективные пути решения задачи при использовании результатов непосредственных наблюдений над уровнем моря. Наиболее плодотворным оказался путь, указанный ***Лапласом***, который по существу, предложил применить к предвычислению приливов ***метод гармонического анализа.***

Метод гармонического анализа был в дальнейшем развит ***Томсоном (Кельвином) и Дарвином.*** Его можно считать основным методом предвычисления приливов, используемым и в настоящее время.

В 1936 году ***Дудсон и Варбург*** предложили упрощенный метод гармонического анализа, получивший название ***штурманского метода.***

Идея гармонического анализа основывается на двух постулатах Лапласа и заключается в том, что сложная кривая изменения приливного уровня под действием приливообразующих сил Луны и Солнца может быть в каждом пункте побережья, представленное как сумма правильных гармонических кривых (или волн) вида:

$$h = R \cos(qt + E), \quad \text{где}$$

h - высота прилива;

R - амплитуда волны;

q - угловая скорость волны, величина постоянная для каждой волны и ***не зависящая*** от физико-географических условий;

t - среднее солнечное время;

E - начальная фаза волны.

Гармонические составляющие прилива можно представить как результат действия воображаемых фиктивных светил, каждое из которых обращается по своей орбите в плоскости экватора и со своей угловой скоростью.

Суммарный лунно-солнечный прилив можно представить состоящим из множества простых правильных колебаний, вызываемых многими фиктивными светилами. Подобрав массы фиктивных светил, их радиусы орбит и угловые скорости, можно получить совокупный результат, описывающий ***реальные колебания***

приливного уровня. Тогда высота уровня лунно-солнечного прилива в любой момент времени будет определяться как сумма:

$$h = z_0 + \Sigma R \cos (q t + E), \text{ где}$$

z_0 - высота среднего уровня над нулем глубин.

Учитывая влияние местных условий на амплитуду прилива R , ее можно выразить как:

$$R = f H, \text{ где}$$

H - средняя амплитуда волны, *зависящая от местных физико-географических условий и постоянная для данного пункта;*

f - редукционный множитель, *зависящий от астрономических условий* и рассчитываемый по законам движения светил.

Начальная фаза волны E представляется как сумма двух слагаемых:

$$E = (V_0 + U) - g, \text{ где}$$

$(V_0 + U)$ - *начальный астрономический аргумент*, представляющий часовой угол фиктивного светила на 0 часов. Он рассчитывается на 0 часов первого дня наблюдений или предвычислений прилива по законам движения светил. Значения астрономического аргумента и редукционного множителя приводятся в соответствующих "Руководствах" по обработке наблюдений над колебаниями уровня моря.

g - угол положения волны, *зависящий от местных физико-географических условий и являющийся для данного пункта величиной постоянной.*

$f, q, (V_0 + U)$ - зависят только от *астрономических условий* и могут быть вычислены на любой срок вперед.

H и g определяются на основе обработки наблюдений над колебаниями уровня в данном пункте. Так как *для данного пункта эти величины постоянны, то их называют гармоническими постоянными, а процесс их определения путем обработки данных наблюдений в данном пункте называется гармоническим анализом.*

Формула для расчета высоты прилива методом гармонического анализа может быть представлена в следующем виде:

$$h = z_0 + \Sigma f_2 H_2 \cos [q_2 t + (V_0 + U)_2 - g_2] + \Sigma f_1 H_1 \cos [q_1 t + (V_0 + U)_1 - g_1] + \\ + \Sigma f_m H_m \cos [q_m t + (V_0 + U)_m - g_m] + \Sigma f_k H_k \cos [q_k t + (V_0 + U)_k - g_k] + \\ + \Sigma f_s H_s \cos [q_s t + (V_0 + U)_s - g_s], \text{ где:}$$

z_0 - высота среднего уровня моря в данном пункте над принятым нулем глубин.

Индексы при перечисленных аргументах означают:

2 - составляющие волны, имеющие период, близкий к половине суток - *полусуточные волны;*

1 - составляющие *волны суточного* периода;

m - *мелководные составляющие волны* прилива;

k - сложные *лунно-солнечные составляющие волны* прилива;

s - составляющие *волны долгого периода* (полугодового, годового, многолетнего).

Процесс определения высот уровня на будущие моменты времени называется предвычислением прилива.

Приведенная формула - самая простая *формула для вычисления приливов адмиралтейским методом.*

Полная формула для расчета высоты прилива имеет 93 слагаемых (волны). Однако практически оказывается, что нет необходимости вычислять гармонические постоянные всех 93 членов формулы. С достаточной для практики точностью можно предвычислять приливы, используя только 8-11 основных слагаемых волн прилива.

Полусуточные и суточные волны называются главными волнами. Вклад в суммарную высоту прилива каждый из составляющих волн прилива характеризуется значением коэффициента, который представляет величину отношения амплитуды данной волны к суммарной амплитуде прилива.

В океанографической практике для вычисления гармонических постоянных принят метод Дарвина. В нем гармонические постоянные волн прилива рассчитываются по ежечасным наблюдениям над колебаниями уровня прилива за 15 и 30 суток. При 30-суточной серии определяются гармонические постоянные всех 11 основных волн. При 15-суточной серии наблюдений непосредственно из наблюдений определяются гармонические постоянные 6 волн.

В 1936 году в Англии Дудсон и Варбург разработали упрощенный метод гармонического анализа и назвали его “адмиралтейским”. В СССР он получил название **штурманского метода**. В основу его положено вычисление гармонических постоянных из ежечасных наблюдений за колебаниями уровня за 1-2 суток. Этот метод позволяет:

- предвычислять уровень на любой час по гармоническим постоянным 4 основных составляющих волн прилива:

- M_2 - главная лунная полусуточная волна;

- S_2 - главная солнечная полусуточная волна;

- K_1 - лунно-солнечная деклинационная суточная волна;

- O_1 - главная лунная суточная волна;

- вычислять гармонические постоянные четырех основных волн прилива (M_2 , S_2 , K_1 , O_1) из суточной или двухсуточной серии ежечасных наблюдений над уровнем;

- предвычислять на любой день моменты и высоты полных и малых вод по гармоническим постоянным указанных четырех волн без промежуточных расчетов высоты прилива на каждый час.

Штурманский метод основан на возможности объединения волн, близких по периоду, когда не требуется высокой точности предвычисления уровня. В штурманской практике эта точность составляет 0.1 м. Поэтому штурманский метод наиболее удобен в корабельных условиях, тем более, что предвычисления приливов этим методом требует мало времени и достаточно просты.

Четыре главные волны (M_2 , S_2 , K_1 , O_1) наиболее подвержены влиянию местных условий. Гармонические постоянные четырех других волн (N_2 , K_2 , P_1 , Q_1) оказывается возможным выразить через гармонические постоянные главных волн. Поэтому высоту прилива можно выразить вместо суммы восьми суммой четырех составляющих волн (M_2 , S_2 , K_1 , O_1). Для учета влияния остальных четырех волн вносятся поправки в амплитуды и фазы главных волн. Эти поправки оказываются переменными, зависят от астрономических условий и поэтому могут быть рассчитаны заранее и сведены в таблицы. Такие таблицы приводятся в руководствах по обработке и предвычислению приливов.

С учетом этих поправок расчетная формула для высоты прилива принимает вид:

$$\begin{aligned}
h = & z_0 + H_{S_2} B_{S_2} C_{S_2} \cos [q_{S_2} t + (b_{S_2} + c_{S_2} + g_{S_2})] + \\
& + H_{M_2} B_{M_2} C_{M_2} \cos [q_{M_2} t + (b_{M_2} + c_{M_2} + g_{M_2})] + \\
& + H_{K_1} B_{K_1} C_{K_1} \cos [q_{K_1} t + (b_{K_1} + c_{K_1} + g_{K_1})] + \\
& + H_{O_1} B_{O_1} C_{O_1} \cos [q_{O_1} t + (b_{O_1} + c_{O_1} + g_{O_1})] + \Delta z + \Delta m,
\end{aligned}$$

где:

H, g - гармонические постоянные главных волн;

B, b - астрономические поправки в амплитуду и фазу главных волн, выбираемые из таблиц по году и дате;

C, c - астрономические поправки в амплитуду и фазу главных волн, выбираемые по моменту кульминации Луны на меридиане Гринвича и её горизонтальному параллаксу;

t - время на часах;

q - угловые скорости отдельных составляющих волн приливов;

Δz - сезонная поправка среднего уровня моря;

Δm - поправки элементов приливов для учёта влияния мелководья;

z_0 - высота среднего уровня над нулём глубин.

По этой формуле решается задача предвычисления высоты прилива итурским методом на заданный час.

2.6. Характер распределения приливов в Мировом океане

Данные наблюдений, имеющиеся на сегодняшний день, о характере и величине приливов в Мировом океане относятся только к его побережью. В открытых районах океанов наблюдений над приливами нет.

А.И.Дуванин составил карту характера и наибольших величин приливов на основе наблюдений над уровнем. Она показала, **что в океане преобладают полусуточные приливы**. Они наблюдаются почти везде у *побережий Атлантического, Индийского и Северного Ледовитого океанов*.

В Тихом океане преобладают смешанные приливы, здесь же отмечается и большинство мест с *суточными приливами*.

Величина прилива зависит от конфигурации берега, от характера бассейна. Поэтому величины приливов отличаются большим разнообразием. В морях, связанных с океанами узкими проливами (Балтийское, Средиземное, Японское), величины приливов обычно не превышают 50 см или отсутствуют. **В Черном море прилив наблюдается в пределах 8 см**. В открытых районах океана у берегов островов величина приливов составляет около 1 м.

По мере приближения к берегу величина приливов возрастает под влиянием конфигурации берега, уменьшения глубины. Особенно интенсивное возрастание величины прилива отмечается там, где период собственных колебаний бассейна близок к периоду приливной волны, что обусловлено резонансом. В целом, **величина прилива возрастает обратно пропорционально корню четвертой степени из глубины моря и обратно пропорционально квадратному корню из ширины бассейна**.

В проливах, вершинах заливов, устьях рек бывают приливы более 6 м высотой. В воронкообразных заливах приливы могут возрастать до гигантских значений (*залив Мэн, бухта Фанди - 18 м - максимальная величина прилива в Мировом океане*).

В России наибольшая величина прилива **в Пенжинской губе (залив Шелихова) – 13.3 м**, в Белом море в Мезенском заливе - **10 м**. В Западной Европе в проливе Ла-Манш - **7 м**, в устье реки Ранс - **8-9 м**.

В северной части Атлантического океана у Ньюфаундленда возникает амфидромия. В южной Атлантике также образуется амфидромия и, кроме того, две из них образуются в Индийском и три - в Тихом океанах. Приливная волна огибает амфидромии **в Северном полушарии против часовой стрелки, в Южном полушарии - по часовой стрелке**.

3. Циркуляция вод Мирового океана

"... наши теоретические усилия должны показать, как можно, используя гидродинамические уравнения, создать математическую модель, которая была бы похожа на то, что мы с помощью несовершенных приборов смутно воспринимаем как реальную циркуляцию океана".

Генри Стоммел,
американский океанограф

Циркуляция вод Мирового океана или океанические течения – планетарное явление природы. Огромные массы воды постоянно переносятся на многие тысячи километров. Но здесь не стабильное постоянство речных потоков – морские течения могут расширяться и ослабевать, менять свое «русло» и даже поворачивать вспять. Теплые воды в западных частях океанов направляются к полюсам и, подобно водной отопительной системе, обогревают высокие широты Земли, а на востоке возвращаются к экватору охлажденными. В этом огромном круговороте занято громадное количество воды. Только один Гольфстрим переносит ее в 50-70 раз больше, чем все реки Земли.

При первом знакомстве с картиной течений на поверхности океана выявляются самые характерные черты: **несмотря на различие в конфигурации материков и рельефе дна всех трех самых больших океанов - Атлантического, Тихого и Индийского⁶, - картина движения в них почти одинакова.**

Существуют замкнутые вращающие системы течений, которые океанологи называют **круговоротами**. Некоторые из них вытянуты в длинные узкие эллипсы, но вращение остается важнейшим их признаком. Отдельные части круговоротов, имеющие четко выраженное направление (меридиональное - вдоль меридианов или зональное - вдоль параллелей), называются ветвями, хотя по виду они скорее напоминают сегменты. Вращение по часовой стрелке (в северном полушарии) называют антициклоническим, по часовой - циклоническим.

Главное звено в «отопительной системе» Земли - это существующие во всех трех океанах планетарные субтропические антициклонические круговороты, в которых переносится основная масса воды. Круговороты умеренных и высоких широт имеют циклоническое вращение. Они четко выражены в северной части океанов, особенно Атлантического, и намного слабее субтропических.

⁶ Северный Ледовитый океан настолько отличается от других океанов по размерам и особенностям режима вод, что его иногда считают морем Атлантического океана.

Сведения о течениях в Северном Ледовитом океане получены, главным образом, благодаря советским полярным экспедициям и основываются на наблюдениях за дрейфом арктических льдов.

Наиболее динамичной в океане является зона экватора и тропиков. Система экваториальных течений во многом определяет движение в толще океана и в атмосфере на других широтах. Это настоящая «кухня погоды».

Со времен Колумба известно, что пассатные ветры в тропиках возбуждают мощные пассатные течения, а между северными и южными пассатами располагается полоса штилей и слабых ветров. В зоне слабых ветров находится Экваториальное или Межпассатное противотечение, идущее навстречу двум своим соседям на севере (Северному пассатному) и на юге (Южному пассатному).

В Индийском океане система экваториальных течений, сдвинутая к югу от экватора, испытывает сильное влияние муссонных ветров. Зимой (ноябрь- март), когда дует северо-восточный муссон, экваториальная система «работает правильно»: как и в других океанах здесь образуются пассатные течения и противотечение. Только Сомалийское течение (аналог Гольфстрима и Куроисио) ведет себя необычно, широкой полосой двигаясь на юг. Летом (июнь-сентябрь), когда дует юго-западный муссон, Экваториальное противотечение исчезает, а Сомалийское узкой струей, более быстрой, чем Гольфстрим, устремляется на север, формируя на своей западной периферии мощный подъем на поверхность холодных глубинных вод (апвеллинг).

В экваториальной зоне в 60-е годы обнаружены подповерхностные глубинные противотечения, тесно связанные со всей системой течений у экватора. Это течения Михаила Ломоносова в Атлантическом, Таунсенда Кромвелла в Тихом и Бориса Тареева в Индийском океанах.

Наконец, вся система планетарных круговоротов на юге связывается воедино самым мощным в Мировом океане Антарктическим циркумполярным течением (старое название - течение Западных Ветров).

Таким образом, наиболее существенными элементами циркуляции вод на поверхности Мирового океана являются субтропические круговороты и экваториальные противотечения⁷. Круговороты умеренных широт менее стабильны и значительно меньше по размерам. Системы поверхностных течений удивительно похожи в своих основных чертах и отличаются лишь деталями.

3.1. Основные силы, действующие в океане

Общая циркуляция Мирового океана формируется различными силами:

- ***первичными***, которые вызывают и поддерживают циркуляцию и которые, в свою очередь, можно подразделить на ***внешние и внутренние***;
- ***вторичными***, действующими лишь на уже существующее движение.

Источники внешних сил лежат вне океана. К ним относятся: ***касательное (тангенциальное) напряжение ветра*** на морскую поверхность, которое играет главную роль в формировании поверхностных течений, ***воздействие неравномерно***

⁷ «Циркуляция» - определенный гидродинамический термин. Здесь он применяется не только в гидродинамическом, но и в географическом смысле, характеризуя преобладающие движения или общую картину горизонтальных течений в Мировом океане.

распределенного над океаном атмосферного давления и приливообразующие силы.

Последние вызывают только периодические движения воды, связанные с приливными колебаниями, и поэтому обычно не рассматриваются. Действие неравномерного распределения атмосферного давления сводится к тому, что повышенное атмосферное давление приводит к понижению уровня океана, а понижение - к повышению, а в целом ведет к интенсификации циркуляции, вызываемой ветром.

Внутренние силы связаны с неравномерным распределением массы или плотности в самом океане. Неравномерное распределение плотности обусловлено неодинаковыми по интенсивности процессами нагревания и охлаждения, осадков и испарения на акватории океана. Таким образом, поддержание этих сил зависит, прежде всего, от процессов, происходящих на поверхности моря. ***Эти силы еще называют термохалинными,*** - "термо" указывает на связь с температурой воды, а "халина" - на связь с соленостью. Неравномерное распределение плотности приводит к возникновению горизонтальных градиентов давления в толще океана, под действием которых вода приходит в движение.

Взаимодействие первичных и вторичных сил в возникновении и поддержании океанской циркуляции изучено еще не достаточно и остается одной из важных задач океанологии.

Вместе с движением возникают вторичные силы, которые отсутствуют в неподвижной воде. Это ***отклоняющая сила вращения Земли, силы трения и центробежные силы.***

Ускорение, которое испытывает масса в своем движении относительно вращающейся Земли, соответствует силе Кориолиса, названной по имени французского физика Кориолиса, нашедшего для нее в 1835 году математическое выражение. ***Обычно учитывается лишь горизонтальная составляющая силы Кориолиса. Она всегда направлена перпендикулярно движению, причем если смотреть по направлению течения, то в северном полушарии вправо, в южном полушарии влево.***

Отклоняющая сила вращения Земли или сила Кориолиса, определяется формулой:

$$K=2\cdot\omega\cdot\rho\cdot v\cdot\sin\varphi,$$

ω - угловая скорость вращения Земли,

v - скорость течения,

φ - широта места,

ρ - плотность морской воды.

Поскольку угловая скорость вращения Земли всюду одинакова, то горизонтальная составляющая силы Кориолиса зависит только от скорости течения и широты. При одинаковой скорости течения в полярных областях эта сила достигает наибольшего значения, а на экваторе обращается в нуль. В том случае, когда горизонтальные градиенты давления, обусловленные ветровыми наклонами поверхности и неоднородностью поля плотности, т.е. действием первичных сил, уравновешены силой Кориолиса, движение называют ***геострофическим. Особенностью геострофических течений является то, что вода в них движется не вниз по уклону уровня (направлению градиента давления), а перпендикулярно к нему,*** поскольку сила Кориолиса отклоняет течения на 90° от направления действующей силы. Поэтому геострофические течения текут не от области высокого к области низкого давления, а параллельно линиям постоянного давления - изобарам. Поскольку крупные океанические течения являются геострофическими, то центры

крупномасштабных круговоротов воды представляют собой области высокого и низкого давления, а течения обтекают их. Используя терминологию метеорологов, в области высокого давления формируется **антициклоническая циркуляция**, а в области низкого - **циклоническая**. **Антициклоническая циркуляция в северном полушарии направлена по часовой стрелке, а в южном полушарии - против.**

В настоящее время сложилось представление, что в главных чертах движение основной толщи океана находится в геострофическом равновесии. Исключение составляют сравнительно тонкие поверхностные и придонные слои, - так называемые слои трения, для которых необходимо учитывать силы трения. Силы трения возникают как между движущимися с различной скоростью слоями воды (внутренняя турбулентная вязкость), так и в поверхностном и придонном слоях. **Силы трения приводят к замедлению движения, т.е. они всегда направлены против движения.**

Рассмотрим, как действует сила трения в поверхностном слое. Под действием тангенциального (касательного) напряжения ветра вода в поверхностном слое приходит в движение, но сила Кориолиса отклоняет движение вправо от направления ветра (в северном полушарии). Благодаря трению поверхностный слой действует на слой, лежащий ниже, который приходит в движение, еще более отклоняясь вправо. По мере увеличения глубины сила трения несколько уменьшается, при этом изменяется не только направление движения, но и его скорость. В конечном итоге **вектор скорости с глубиной будет описывать спираль**, названную именем шведского океанографа В.Экмана, впервые описавшим это явление. На некоторой глубине и течение, и силы трения, связанные с ним, становятся пренебрежительно малыми. Весь слой воды над этой глубиной, т.е. слой, в котором трение играет существенную роль, называется **экмановским слоем**. В этом слое направление поверхностного потока отклоняется от направления ветра на угол 45° , а на некоторой глубине становится противоположным вектору на поверхности. Подсчитано, что на этой глубине величина скорости составляет $1/23$ поверхностной. Средняя толщина экмановского слоя в океане составляет около 100 м.

При криволинейных движениях с малыми радиусами кривизны появляются **центробежные силы**. Поскольку радиусы кривизны течений в океане и морях велики, эти силы, как правило, не учитываются.

Таким образом, **общую циркуляцию вод Мирового океана вызывают климатические факторы**. Касательное напряжение ветра и неравномерно распределенное над океаном атмосферное давление не воздействуют на изменение свойств морской воды, но вызывают движение. Термохалинные силы, действуя на поверхности, формируют основные свойства главнейших водных масс, которые из-за различий в своей плотности вовлекаются в циркуляцию.

Следует отметить еще два фактора, влияющие на форму элементов общей циркуляции Мирового океана - очертания отдельных океанов и рельеф дна. Эффект географического положения океана сводится к тому, что оно либо благоприятствует движению того или иного масштаба, либо препятствует. Наиболее ярким примером влияния очертания береговой линии могут служить океанические круговороты, - почти замкнутые циркуляции водных масс от материка до материка. Рельеф дна в значительной степени влияет на глубинную и придонную циркуляцию.

Вертикальные движения масс воды при исследовании морских течений обычно не учитываются.

Течения характеризуются тремя параметрами: **направлением, скоростью и расходом**.

Направление течения измеряется **в градусах** и указывает, **куда перемещается поток воды**. Скорость течения измеряется в **м/с** или в **узлах** (1 узел = 0.5144 м/с или 1 морская миля (1852 м) в час). Расход – **в кубических метрах в секунду или свердрупсах** (1 св = 1 млн. м³ сек⁻¹).

3.2. Классификация течений

По физической природе общую циркуляцию океанских вод можно разделить на ветровую и термохалинную.

Действие ветра на поверхность океана представляет собой важнейший механический фактор циркуляции вод. Благодаря этому фактору океан получает количество движения непосредственно от атмосферы. Течения, вызываемые действием напряжением ветра, подразделяются на **дрейфовые и градиентные**.

Дрейфовые течения развиваются в верхнем тонком слое океана под непосредственным влекущим действием ветра.

Градиентные течения обусловлены горизонтальными градиентами давления, возникающими в результате формирования ветрового рельефа поверхности океана.

Результирующие движения, включающие дрейфовые и градиентные течения, представляют собой **ветровую циркуляцию**.

Термохалинная циркуляция обусловлена неравномерным полем плотности, а, следовательно, и давления в океане. Наибольший вклад в формирование термохалинной циркуляции вносят термические процессы - нагревание и охлаждение вод океана.

По пространственным и временным масштабам все многообразие движения вод в Мировом океане подразделяется на **микро-, мезо - и макромасштабные движения**.

К группе **микромасштабных движений** относится океанская турбулентность с временным периодом от менее секунды и до десятков секунд и размерами от миллиметров до сотен метров.

К мезомасштабным - океанские вихри с периодом от минут до месяцев и размерами от сотен метров до сотен километров.

Наконец, **макромасштабные** движения имеют период до сотен лет и размеры тысячи километров. Движения меньших масштабов выступают в океане в качестве внутреннего механизма движений больших масштабов. С макромасштабными системами в океане связаны макроциркуляционные круговороты, которые отличаются устойчивостью и своим постоянством, т.е. качественные особенности остаются неизменными во времени и пространстве.

Отдельные звенья макромасштабных циркуляционных систем круговоротов Мирового океана представляют **течения**. Течениями в Мировом океане называются поступательные движения масс воды. Они характеризуются направлением, скоростью и расходом. Выделяют **зональные течения**, направление которых близко к восточному или западному. Характерным зональным течением является Антарктическое циркумполярное (АЦТ). **Меридиональные течения**, направление которых близко к северному, либо южному, связывают зональные в единую систему и, в свою очередь, подразделяются на **западные пограничные и**

восточные пограничные. Отдельные течения в горизонтальной плоскости называют **противотечениями**, направление которых противоположно соседним течениям, а в вертикальной плоскости - **подповерхностными** или **глубинными противотечениями**. В особый тип выделяются **экваториальные** течения, приуроченные к узкой экваториальной полосе.

По временным изменениям направления выделяют **постоянные течения**, изменение направления у которых не выходит за пределы 90° , и **переменные течения**, направление у которых изменяется на противоположное. В системе макромасштабных круговоротов большинство течений можно отнести к постоянным. Муссонные течения северной части Индийского океана являются примерами переменных течений.

Течения, которые не изменяются во времени, называют **установившимися**, а течения, которые изменяются во времени - **неустановившимися**.

По характеру переносимых океанологических характеристик различают **теплые и холодные** течения. Под холодными течениями понимают потоки, переносящие холодную воду в более теплую окружающую среду (течения, направленные от полюсов к экватору). Под теплыми течениями понимают потоки, переносящие теплую воду в более холодную окружающую среду (течения, направленные от экватора к полюсам).

По характеру движения выделяют **меандрирующие, прямолинейные, циклонические и антициклонические течения**. **Меандрирующие** - это течения, в которых существуют непрерывные волнообразные изгибы основного потока (например, меандры Гольфстрима). Они связаны, как правило, с гидродинамической неустойчивостью самого течения и влиянием рельефа дна. К **прямолинейным течениям** можно отнести пассатные течения. **Циклонические течения** - это круговые потоки, направленные в северном полушарии против часовой стрелки, а в южном полушарии - по часовой. Если круговые потоки в северном полушарии направлены по часовой стрелке, а в южном - против, то такие течения называются **антициклоническими**.

Важнейшие характеристики течений представляют скорость и расход. В зависимости от этих параметров в океане различают **узкие быстрые струйные течения** (западные пограничные, экваториальные) и **широкие медленные** (восточные пограничные). Так, например, Куро시오 - узкое быстрое струйное течение, относящееся к западным пограничным, и переносящее теплую воду от экватора к северному полюсу.

Основной классификацией в теории течений является **генетическая классификация, т.е. классификация по факторам или силам, вызывающим морские течения**. В соответствии с ними различают:

1. **Градиентные течения**, обусловленные горизонтальным градиентом гидростатического давления, возникающим при наклоне поверхности моря относительно изопотенциальной поверхности, то есть поверхности, где сила тяжести везде перпендикулярна.

В зависимости от причин, создающих наклон поверхности моря, в группе градиентных течений выделяют:

а) Сгонно-нагонные течения, обусловленные сгоном и нагоном вод под действием ветра;

б) Бароградиентные, связанные с изменениями атмосферного давления;

в) Стоковые, вызванные повышениями уровня у берегов и в устьевых участках рек береговым стоком;

г) Плотностные (конвекционные), обусловленные горизонтальным градиентом плотности воды.

2. Ветровые, обусловленные совместным воздействием влекущего действия ветра и наклона уровня, вызванного непосредственным действием ветра и перераспределением плотности, и **дрейфовые**, обусловленные только влекущим действием ветра⁸.

3. Приливные, вызванные приливными волнами.

3.3. Градиентные течения

3.3.1. Плотностные течения

Рассмотрение градиентных течений удобнее начать с плотностных течений, так как в этом случае можно не учитывать сил трения.

Плотностные течения обусловлены обычно неравномерным распределением температуры и солёности воды, а, следовательно, и её плотности по горизонтали вследствие неравномерного нагрева вод океана Солнцем, неоднородности испарения и осадков.

Теория плотностных течений была разработана **В.Гелланд – Ганzenом, В.Сандстремом и Н.Н.Зубовым** и представляет собой применение *теории циркуляции Бьеркнеса* к водной среде.

Циркуляция в водной среде при отсутствии внешних сил может возникнуть в том случае, когда поверхности равных значений давления – изобарические, пересекаются с поверхностями равного значения плотности – изопикническими. Вместо изопикнических часто пользуются идентичными им поверхностями равных значений удельного объёма – *изостерическими*.

Слой воды, в котором изобарические и изопикнические (или изостерические) поверхности параллельны, называется **баротропным**.

Если эти поверхности пересекаются, то такой слой называется **бароклинным**.

Рассмотрим вертикальный разрез через водную толщу (рис. 32).

Изобарические поверхности – p .

Изостерические поверхности – α .

Допустим, что **удельный объём возрастает** от α_1 к α_6 , т.е. $\alpha_1 < \alpha_2 < \alpha_3 < \alpha_4 < \alpha_5 < \alpha_6$.

Выберем частицы m_1, m, m_2 , находящиеся на изобарических поверхностях p_2 и p_1 . На каждую частицу будет действовать сила градиента гидростатического давления, направленная вверх перпендикулярно соответствующей изобарической поверхности и равная:

$\alpha \frac{dp}{dn}$, где α - удельный объём; $\frac{dp}{dn}$ – градиент гидростатического давления.

⁸ Течения, наблюдаемые после прекращения действия силы, вызвавшей их, называются инерционными

Примем величину градиента $\frac{dp}{dn}$ в точках m_1 , m , m_2 одинаковой. Тогда сила градиента давления $\propto \frac{dp}{dn}$, будет в этих точках различна из-за различия удельных объёмов.

Большая величина этой силы будет в точках m_2 и меньшая в точках m_1 . Точки m_2 при движении под действием силы гидростатического давления будут опережать в своем движении частицы m , а частицы $m - m_1$. Возникает циркуляция (движение) жидкости **выше** изобарической поверхности p – **справа налево**, **ниже** – **слева направо**. Это движение возникает без воздействия внешних сил. **Скорость циркуляции зависит от угла пересечения изобарических и изостерических поверхностей: чем больше угол, тем интенсивнее циркуляция.**

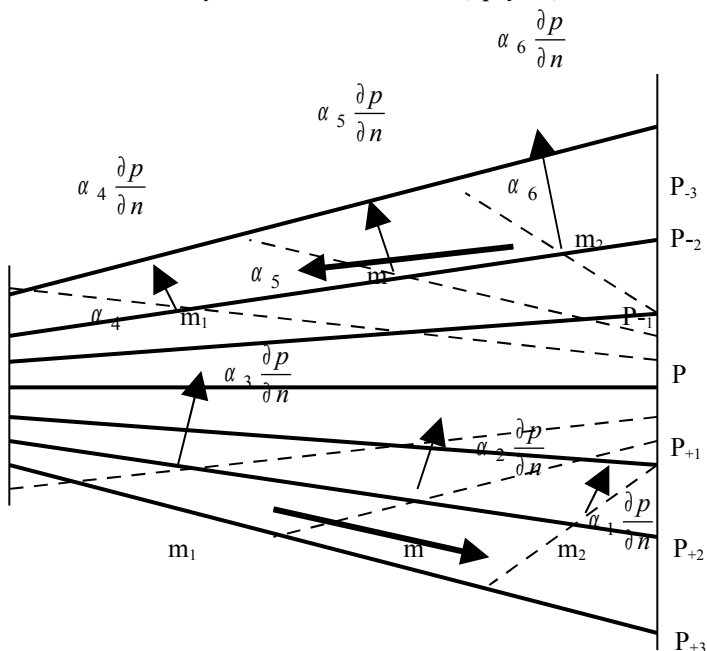


Рис. 32. Схема возникновения циркуляции

Углом пересечения и градиентами изобарических и изопикнических поверхностей определяется и число соленоидов.

Соленоид – это трубка, образуемая парными изобарическими и изостерическими поверхностями, проведёнными через единицу давления и удельного объёма.

Чем больше число соленоидов на единицу площади сечения, тем интенсивнее циркуляция.

Удельный объём и плотность воды в море определяются по её температуре и солёности. Для количественных расчётов плотностных течений необходимо установить связь между взаимным наклоном изобарических и изостерических поверхностей или числом солоидов и скоростью течения.

В реальном море удельный объём с глубиной уменьшается: $\alpha_1 < \alpha_2 < \dots < \alpha_6$.

Рассмотрим взаимное положение изобарических и изопотенциальных поверхностей (рис.33). При отсутствии плотностных течений обе системы поверхностей должны быть параллельны друг другу. Изобарические – p и изопотенциальные – D поверхности при наличии плотностных течений будут наклонены по отношению друг к другу.

Пусть изобарическая поверхность p_0 совпадает с поверхностью моря, а p – находится на такой глубине, где плотностное течение отсутствует.

Пусть справа плотность воды меньше, слева – больше. Тогда: $H_M > H_N$

Предположим, что в точках M и N определены значения температуры и солёности воды на разных горизонтах.

Изопотенциальные поверхности $D_1 \dots D_6$ пересекают p_0 .

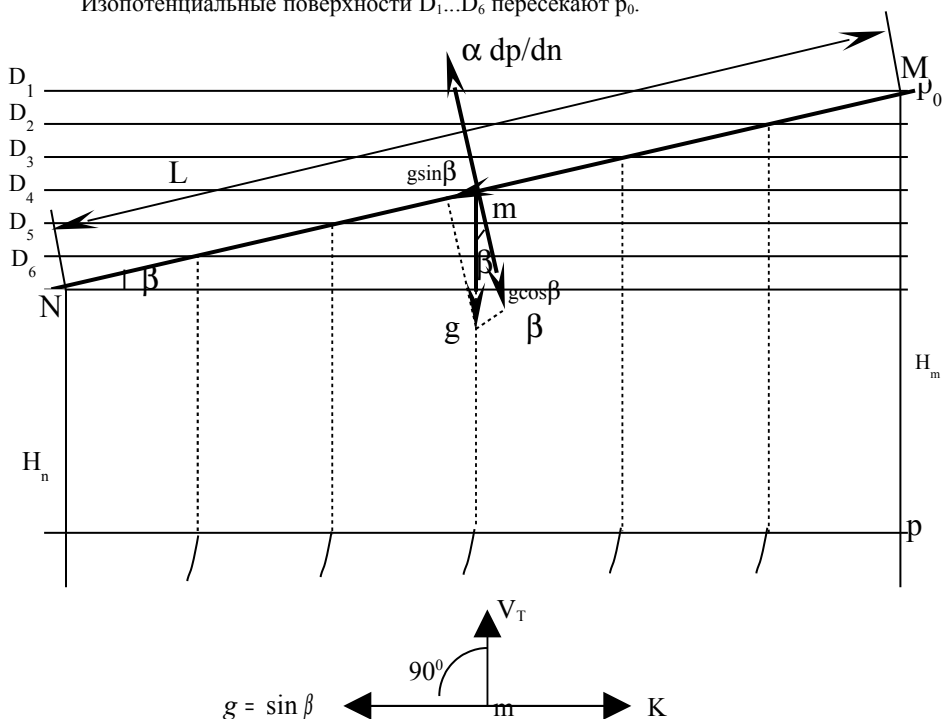


Рис. 33. К выводу формулы для расчёта плотностных течений

На частицу m на поверхности p_0 действуют:

- сила тяжести g (перпендикулярно к изопотенциальной поверхности);

➤ сила градиента гидростатического давления (направленная по нормали к p_0 вверх) - $\propto \frac{dp}{dn}$

Разложим вектор $\vec{g}$ на две составляющие: $g \sin\beta$ и $g \cos\beta$.

Сила $g \sin\beta$ оказывается неуравновешенной, тогда как:

$$\propto \frac{dp}{dn} = g \cos\beta$$

Под действием $g \sin\beta$ частица m будет перемещаться со скоростью V_T . Но на неё начнёт действовать сила Кориолиса, пропорциональная скорости движения и направленная к ней под углом 90° вправо (в северном полушарии):

$$K = 2\omega V_T \sin\varphi, \text{ где:}$$

K – сила Кориолиса,

ω - угловая скорость вращения Земли,

φ - широта места,

V_T – скорость течения.

Под действием уже двух сил вектор течения будет отклоняться вправо до тех пор, пока не окажется перпендикулярным силе $g \sin\beta$, так как только в этом случае отклоняющая сила вращения Земли будет направлена по одной прямой с силой $g \sin\beta$, но в обратную сторону.

Так как при этом возникает динамическое равновесие, то:

$$g \sin\beta = K$$

Или:

$$g \sin\beta = 2\omega V_T \sin\varphi$$

Отсюда:

$$V_T = \frac{g \sin\beta}{2\omega \sin\varphi}$$

Найдём значение $\sin\beta$. Из рисунка:

$$\sin\beta = \frac{H_m - H_n}{L}$$

Подставив это значение в формулу, получим:

$$V_T = \frac{gH_M - gH_N}{2\omega \sin\varphi}$$

Произведения gH_M и gH_N называют **динамической высотой** изобарической поверхности p_0 относительно изобарической поверхности p в точках M и N .

Обозначив их через D_M и D_N , получим:

$$V_T = \frac{D_M - D_N}{2\omega \sin\varphi}$$

Динамическая высота характеризует работу, которую надо затратить для перемещения единицы массы воды по вертикали против силы тяжести от поверхности p к p_0 .

Если переместить единицу массы на расстояние 0.102 м при ускорении силы тяжести 9.81 м/с^2 , то совершённая работа будет равна единице работы, которая называется **динамическим дециметром**. (Динамический дециметр это не метрическая величина). Величина в 10 раз большая называется динамическим метром. В 10 раз меньшая – динамическим сантиметром.

В океанографии используется **динамический миллиметр**, в 100 раз меньший, чем динамический метр.

Если изобарическая поверхность p будет иметь наклон относительно изопотенциальной, то тогда на глубине этой изобарической поверхности течение не будет равно нулю и формула даст не абсолютную, а относительную скорость течения (по отношению к поверхности p). Если обозначить абсолютную скорость течения на поверхности через V_{T_0} , а на поверхности p через V_T , то формула скорости течения

$$V_T = V_{T_0} - V_{T_1} = \frac{D_M - D_N}{2\omega \sin \varphi}$$

примет следующий вид:

По этой формуле и рассчитываются скорости плотностных течений.

Если линии пересечения изобарических (p) и изопотенциальных поверхностей (D) рассматривать сверху, то они будут называться **динамическими горизонталями**, **потому что представляют собой линии равных динамических высот** (рис 33).

Скорость течения направлена по динамической горизонтали, то есть перпендикулярно к направлению наибольшего уклона изобарической поверхности. Причём, **если смотреть вдоль течения, меньшие динамические высоты будут оставаться слева от направления движения (в Северном полушарии)**.

Когда изобарическая поверхность p_0 имеет более сложную форму, то и динамические горизонтали имеют более сложную конфигурацию. В этом случае действующая сила $g \sin \beta$, направленная параллельно свободной поверхности моря, будет перпендикулярна к динамической горизонтали в данной точке, а, следовательно, скорость течения V_T будет параллельна динамической горизонтали и перпендикулярна к направлению наибольшего уклона изобарической поверхности p_0 . Скорость V_T будет направлена по касательной к динамической горизонтали в данной точке.

Следовательно, **динамические горизонтали представляют собой линии тока, а при установившемся движении – траектории водных частиц**. На этом принципе основаны приёмы построения карт плотностных течений.

Изменение давления в море dp пропорционально изменению веса столба воды, то есть:

$$dp = - \rho g dz, \quad \text{где:}$$

ρ – плотность воды;

g – ускорение силы тяжести;

z – расстояние между изоб.

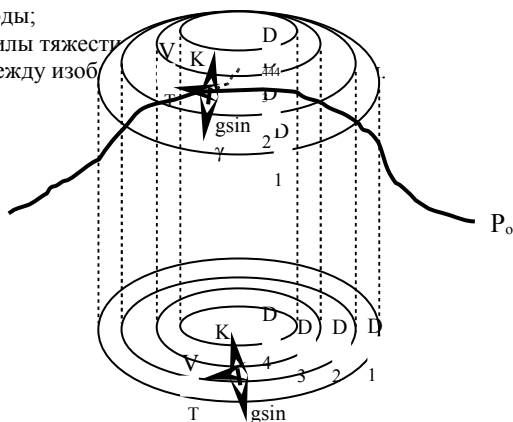


Рис 33. Динамические изобаты при сложном рельефе поверхности моря

Учитывая, что плотность воды ρ есть величина, обратная удельному объёму α ,

то есть: $\rho = \frac{1}{\alpha}$,

то можно записать: $\alpha dp = -gdz$

Проинтегрировав это выражение, получим:

$$\int_p^{p_0} \alpha dp = - \int_z^0 g dz = gz = D$$

Интеграл заменяется суммой:

$$\int_p^{p_0} \alpha dp = \sum_p^{p_0} \alpha \Delta p = D$$

При расчётах динамических высот используется условный удельный объём, который связан с истинным соотношением:

$$V_t = (\alpha - 0,9) \cdot 10^3 \quad , \text{ где:}$$

V_t – условный удельный объём.

$$\text{Откуда:} \quad \alpha = V_t \cdot 10^{-3} + 0,9$$

Формула принимает вид:

$$D = \sum_p^{p_0} V_t \cdot 10^{-3} \Delta p + \sum_p^{p_0} 0,9 \Delta p \quad , \text{ где:}$$

D – динамическая высота.

Так как при расчёте течения определяются разности динамических высот между заданными изобарическими поверхностями, то второе слагаемое можно не учитывать, и расчётная формула примет вид:

$$\Delta D = \sum_p^{p_0} V_t \cdot 10^{-3} \Delta p$$

Если давление p выражать в децибарах, то оно оказывается равным глубине моря в метрах.

Удельный объём α рассчитывается по измеренным значениям температуры и солёности на океанографических станциях.

Когда океанографические станции выполнены до дна и имеют разную глубину, то выполняется океанографическая нивелировка. Она включает:

Выбор основной станции (в центре исследуемого района, имеет глубину, близкую к средней глубине для всех станций).

Нивелировку станций, то есть вычисление отметок динамических высот для каждой станции относительно основной. При этом считают, что мелководные станции имеют такую же глубину, как и основная.

Условный удельный объём дополнительного слоя воды равен среднему условному удельному объёму придонных вод мелководной и основной станций.

$$\text{Поправка: } \Delta = \frac{\alpha_A + \alpha_B}{2} (P_A - P_B) \quad , \text{ где:}$$

α_A – условный объём на основной станции;

α_B – условный объём на мелководной станции;

P_A – глубина на основной станции;

P_B – глубина на мелководной станции.

После вычисления динамических высот на всех океанографических станциях полученные значения наносят на карту данного района и проводят динамические горизонталы (обычно через 5 динамических миллиметров). Расставляя на динамических горизонталях стрелки согласно правилу, что меньшие значения динамических глубин должны оставаться слева (в Северном полушарии), получаем динамическую карту, характеризующую плотностные течения.

Для расчёта скорости течения в любой точке снимается расстояние L между ближайшими динамическими горизонталями. Так как разность динамических высот между динамическими горизонталями известна, то, подставляя в формулу:

$$V_t = V_{T_0} - V_{T_1} = \frac{D_M - D_N}{2\omega L \sin \varphi}$$

её значение, расстояние L и широту места φ , находим искомое значение истинной скорости течения, если $V_{T_1} = 0$, или разности скоростей течений на двух изобарических поверхностях, если $V_{T_1} \neq 0$. Для облегчения расчётов в «Океанологических таблицах» дается значение коэффициента

$$M = \frac{1}{2\omega L \sin \varphi}$$

для различных значений φ и L в морских милях.

Умножая выбранное из таблицы значение величины M на разность динамических глубин в динамических миллиметрах, получаем скорость течения в м/с.

Таким образом, в конечном итоге скорость течения определяется по формуле:

$$V_{T_0} - V_{T_1} = \Delta DM$$

Или, если $V_{T_1} = 0$, то:

$$V_{T_0} = \Delta DM.$$

Основная трудность при расчёте плотностных течений – это выбор исходной изобарической поверхности p , от которой ведётся отсчёт динамических высот. *Эту изобарическую поверхность называют нулевой поверхностью.* Она должна

соответствовать поверхности, на которой градиентные течения отсутствуют. Наиболее надёжно она может быть определена по инструментальным измерениям течений. Но они очень трудоёмки, поэтому выбор нулевой поверхности обычно производится косвенными методами.

Существует несколько методов определения нулевой поверхности в океане.

Немецкий учёный **Дитрих** предложил принимать за нулевую, поверхность слой с минимальным содержанием кислорода на глубине.

По мнению японского учёного **Хидака** достаточно надёжно нулевую поверхность можно определить на основе расчёта диффузии солей на глубинах. Слой, в котором она мала или равна нулю, и предлагается брать в качестве нулевой поверхности.

Парр исходил из предположения, что движение вод происходит вдоль изопикнических поверхностей. Поэтому в слое, где течение минимально или отсутствует, наклон изопикнических поверхностей также должен отсутствовать, а, следовательно, расстояние между ними должно быть постоянным.

Свердруп предлагает определять положение нулевой поверхности на основе расчётов расходов воды через разрез, проведённый от одной границы бассейна до другой.

Дефант предложил метод, позволяющий определять положение нулевой поверхности, используя только данные о динамических высотах стандартных изобарических поверхностей. Сущность метода состоит в определении разностей динамических высот между соседними океанографическими станциями. Середина слоя, в котором эта разность постоянна и принимается за нулевую поверхность.

Советский океанолог **О.И.Мамаев**, развивая идею Дефанта, предложил определять не разности динамических высот, а разности удельных объёмов. Такое упрощение оказывается весьма полезным.

Также **Мамаевым** предложен метод определения нулевой поверхности, основанный на анализе вертикального распределения плотности морской воды. Сущность его заключается в установлении связи между положением нулевой поверхности и устойчивостью слоёв воды в столбе воды от поверхности моря до глубины залегания нулевой поверхности.

Среднее положение нулевой поверхности в океанах определяется глубинами порядка 1000-1500 дб. В Чёрном море – порядка 300 дб.

Динамические карты можно рассматривать как карты, характеризующие постоянные течения, создающиеся под воздействием длительно действующих процессов: среднего прихода и расхода тепла, испарения, осадков, берегового стока и господствующих ветров. *Такие течения называются геострофическими. Они существуют при равновесии горизонтального градиента давления и силы Кориолиса.*

С удалением от поверхности моря в глубину наклон изобарических поверхностей уменьшается, и соответственно уменьшаются скорости течений. Из анализа распределения плотности с глубиной можно сделать вывод, что в океанах, на глубинах 1000-1500 м, плотностные течения должны отсутствовать. Ниже этой глубины можно ожидать развития компенсационного течения, направленного в сторону, противоположную течению верхнего слоя.

Однако измерения последних лет показали наличие течений со скоростями почти до одного узла на горизонтах 1000-1500 м, то есть там, где плотностные течения считались отсутствующими.

Более того, в экваториальных зонах океанов обнаружены мощные противотечения: в Тихом океане – течение Кромвелла, в Атлантическом – течение Ломоносова с максимумом скорости на горизонтах 50-100 м. В зоне Гольфстрима также установлено противотечение, но на больших глубинах – около 1000 м.

Н.И.Егоров указывает, что происхождение противотечений связано скорее всего не с распределением плотности воды, а с неравномерностью поля ветра.

В.Б.Штокман объяснял экваториальные противотечения поперечной неравномерностью скорости пассатов.

3.3.2. Градиентные течения в однородном море

Градиентные течения могут возникать в море и при отсутствии неравномерности распределения плотности по горизонтали, то есть **в однородном по плотности море**. В этом случае их возникновение связано с воздействием внешних (механических) причин, которые вызывают наклон уровня. Наиболее часто этот наклон создаётся вследствие переноса вод ветровыми (дрейфовыми) течениями, вызывающего сгоны и нагоны воды, но может также создаваться колебаниями атмосферного давления и береговым стоком.

Допущения:

- наклон поверхности моря постоянен и равен углу γ ;
- силы внутреннего трения отсутствуют, влияние трения о дно сказывается только в нижнем придонном слое толщиной D' (слой трения). Сила трения ($T = \mu V_T$) направлена в сторону, обратную вектору течения, а ее величина пропорциональна коэффициенту трения μ , который на верхней границе придонного слоя трения равен нулю, а у дна равен бесконечности;
- сила, вызвавшая наклон уровня, прекратила свое действие. Течение установившееся, т.е. $\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = 0$

установившееся, т.е. $\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = 0$

На частицу воды, взятую на изобарической поверхности P_0 , будут действовать две силы: сила, обусловленная градиентом гидростатического давления $\alpha \frac{\partial p}{\partial n}$, и сила тяжести g (рис. 34 а).

Первая направлена перпендикулярно к изобарической поверхности вверх, а вторая по отвесу вниз. Пусть наклон уровня равен углу γ , а вода однородна по плотности. Тогда все изобарические поверхности расположатся параллельно P_0 , и наклон их на всех глубинах будет одинаков. Сила трения T действует только в придонном слое толщиной D' , который называется **слоем трения**. Сила трения направлена в сторону, обратную вектору течения, а ее величина пропорциональна коэффициенту трения μ ($T = \mu V_T$), который на верхней границе слоя трения равен нулю, а на нижней (у дна) стремится к бесконечности. Рассмотрим два случая:

а) Глубина моря больше слоя трения – $H > D'$

Разложим силу тяжести на две составляющие: перпендикулярную к изобарической поверхности и параллельную ей. Первая составляющая, равная $g \cos \gamma$, уравнивается силой градиента гидростатического давления $\alpha \frac{\partial p}{\partial n}$. Вторая, равная $g \sin \gamma$, оказывается неуравновешенной и вызывает движение масс воды.

Но с началом движения возникает вторичная сила – отклоняющая сила вращения Земли К. При установившемся движении отклоняющая сила вращения Земли К должна быть равна действующей силе $g \sin \gamma$ и направлена в противоположную сторону (рис.34 Б). Это произойдет тогда, когда течение будет направлено в правую сторону (в северном полушарии) перпендикулярно к наибольшему уклону. Скорость течения V_T в этом случае находится по формуле:

$$V_T = \frac{g \sin \beta}{2\omega \sin \phi}$$

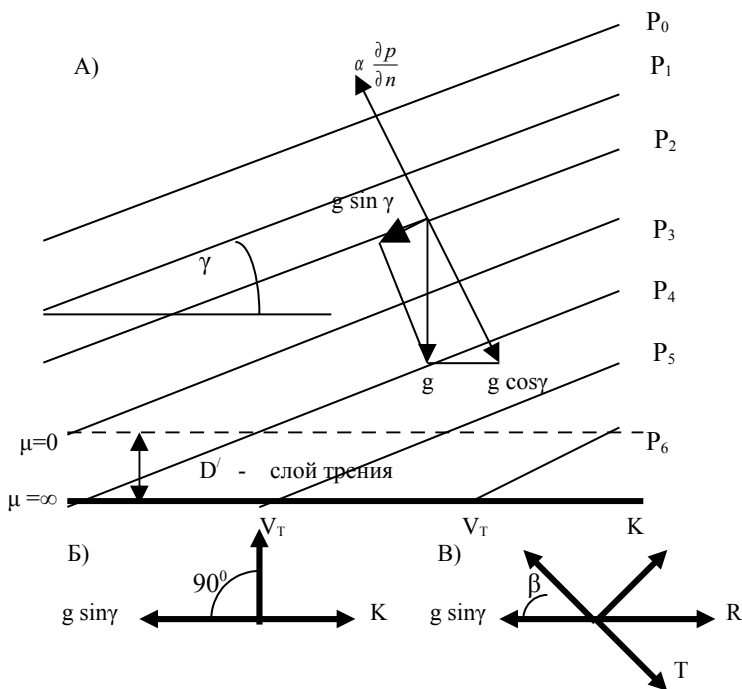


Рис. 34 . К выводу формулы для расчета градиентных течений

Такой характер течений будет наблюдаться во всей верхней толще воды, где не сказывается трение о дно, т.е. от поверхности моря до слоя трения D' . К последней формуле нельзя применить метод определения угла наклона γ , так как плотность воды постоянна, а, следовательно, расстояния между изобарическими поверхностями будут в любой точке моря одинаковыми. Поэтому при расчете градиентных течений наклон поверхности моря определяется из наблюдений над уровнем.

б) Глубина моря меньше слоя трения - $H < D'$

В слое трения, который в средних широтах имеет толщину около 100 м, действующая сила $g \sin \gamma$ будет уравниваться равнодействующей R двух сил – силы трения T и отклоняющей силы вращения Земли K (рис.4 В). Течение в этом случае будет направлено под углом меньше 90° к направлению наибольшего уклона уровня, с которым совпадает направление действующей силы $g \sin \gamma$. В этом случае скорость течения и угол между вектором течения и действующей силой определяется проектированием последовательно силы на направление вектора течения и перпендикулярное к нему направление:

$$\begin{aligned} g \sin \gamma \cos \beta &= T \\ g \sin \gamma \sin \beta &= K \end{aligned}$$

Откуда $\operatorname{tg} \beta = \frac{K}{T}$, или, учитывая, что $K = 2\omega V_T \sin \varphi$, а $T = \mu V_T$, получим:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{2\omega \sin \varphi}{\mu},$$

Скорость течения можно определить, возведя оба члена равенства

$$\begin{aligned} g \sin \gamma \cos \beta &= T \\ g \sin \gamma \sin \beta &= K \end{aligned}$$

в квадрат и сложив их почленно

$$(g \sin \gamma)^2 = T^2 + K^2,$$

или

$$(g \sin \gamma)^2 = (\mu V_T)^2 + (2\omega V_T \sin \varphi)^2,$$

откуда

$$V_T = \frac{g \sin \gamma}{\sqrt{\mu^2 + (2\omega \sin \varphi)^2}}$$

Из уравнений $\operatorname{tg} \beta = \frac{2\omega \sin \varphi}{\mu}$, $V_T = \frac{g \sin \gamma}{\sqrt{\mu^2 + (2\omega \sin \varphi)^2}}$ следует, что c

возрастанием силы трения (при приближении ко дну) угол β и величина вектора V_T уменьшаются. У дна, где происходит «прилипание» частиц воды и $\mu = \infty$, $V_T = 0$ и угол $\beta = 0$. Следовательно, в слое трения, от его верхней границы ко дну, вектор течения поворачивает влево, стремясь принять направление, совпадающее с направлением наибольшего уклона уровня, и уменьшается по величине, становясь равным нулю у дна.

Общая постановка задачи о морских течениях состоит в определении пяти неизвестных: трех составляющих скорости u , v , w , давления P и плотности ρ при заданных значениях координат x , y , z , t , соответствующих граничных и начальных условий, а также констант и параметров (g , ω , коэффициенты обмена и т.п.).

Для этого необходимо пять уравнений: три уравнения движения, уравнение неразрывности (отражает закон сохранения массы) и уравнение состояния (связывает между собой плотность, солёность, температуру и давление). Эти пять уравнений образуют замкнутую систему, ни одно из них не может быть выведено из остальных.

В крупномасштабных движениях в океане, каковыми являются морские и океанские течения, вертикальные скорости во много раз (порядка 10^{-4} - 10^{-5}) меньше горизонтальных. Это обстоятельство дает возможность при изучении многих задач о

течениях пренебрегать составляющей вертикальной скорости w . Вместо трех уравнений движения можно рассматривать всего лишь два уравнения для составляющих горизонтальной скорости u, v , которые называются уравнениями горизонтальных движений. К этим двум уравнениям добавляется третье – уравнение гидростатики, и эта система из трех уравнений в теории морских течений представляет так называемое гидростатическое приближение.

Учитывая вертикальную и горизонтальную составляющие сил трения в уравнениях движения и пренебрегая составляющими центробежной силы из-за весьма больших значений радиусов кривизны крупномасштабных морских течений, система уравнений движения морских течений в гидростатическом приближении записывается следующим образом:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= 2\omega \sin \varphi - \alpha \frac{\partial p}{\partial x} + \alpha \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -2\omega u \sin \varphi - \alpha \frac{\partial p}{\partial y} + \alpha \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \\ g - \alpha \frac{\partial p}{\partial z} &= 0, \text{ где}\end{aligned}$$

u, v – составляющие скорости течения по осям x и y ; x, y, z – текущие координаты; t – время; p – давление; α – удельный объем; g – ускорение силы тяжести; φ – широта места; μ – коэффициент турбулентного трения между горизонтальными слоями.

Первые два уравнения – это уравнения движения для составляющих горизонтальной скорости u, v вдоль осей x и y . Третье уравнение представляет собой обычное уравнение гидростатики $p = \rho g z$, определяющее распределение давления с глубиной. **Все три уравнения - это так называемые уравнения для вязкой жидкости Навье-Стокса.**

Совместим плоскость $ХОУ$ с поверхностью моря и направим ось Y в направлении наибольшего уклона поверхности моря, а ось Z вертикально вниз. Так как течение считается установившимся и не зависящим от координат X и Y , то $\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = 0$. Уравнения движения принимают вид:

$$\begin{aligned}0 &= 2\omega \sin \varphi - \alpha \frac{\partial p}{\partial x} + \alpha \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ 0 &= -2\omega u \sin \varphi - \alpha \frac{\partial p}{\partial y} + \alpha \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\end{aligned}$$

Так как ось Y направлена по наибольшему уклону поверхности моря, которая является изобарической поверхностью, то $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, а $\frac{\partial p}{\partial y} = \rho g \frac{\partial z}{\partial y}$. Но $\frac{\partial z}{\partial y} = \sin \gamma$,

где γ – угол наклона изобарической поверхности. Подставим $\frac{\partial z}{\partial x}$ и $\frac{\partial p}{\partial y}$ в уравнения движения. Получим:

$$\alpha \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2\omega v \sin \varphi = 0$$

$$\alpha \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2\omega u \sin \varphi = g \sin \gamma$$

Разделив все члены двух последних уравнений на $\alpha \mu$ и обозначая $\frac{\omega \sin \varphi}{\alpha \mu} = a^2$, а также учитывая, что составляющие скорости u, v зависят только от координаты Z , получим:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2a^2 v = 0$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2a^2 u = \frac{g \sin \gamma}{\alpha \mu}$$

Общий интеграл этих уравнений имеет вид:

$$u = c_1 e^{az} \cos(az + \psi_1) + c_2 e^{-az} \cos(az + \psi_2) + \frac{g \sin \gamma}{2\omega \sin \varphi}$$

$$v = c_1 e^{az} \sin(az + \psi_1) - c_2 e^{-az} \sin(az + \psi_2),$$

где c_1, c_2, ψ_1, ψ_2 – постоянные интегрирования, определяемые из граничных условий: равенства нулю скорости течения у дна и наличия градиента скорости на поверхности моря.

Анализ уравнений показывает, что характер изменения градиентных течений с глубиной зависит от отношения глубины моря H к глубине трения $D' = \frac{\pi}{a}$. При

малой глубине море (кривая $H/D' = 0.25$) векторы градиентного течения на всех глубинах мало отклоняются от направления наибольшего уклона уровня, который принят на рис. 35 по оси Y . С увеличением глубины моря ($H/D' = 0.50$) отклонение течений от направления наибольшего уклона уровня возрастает. Когда глубина моря превышает глубину трения ($H/D' = 1.25$), вся толща воды разбивается на два слоя. В верхнем слое, расположенном выше слоя трения D' , градиентное течение постоянно по глубине, отклонено на 90° вправо (в северном полушарии) от направления наибольшего уклона, а его скорость определяется формулой

$$V_T = \frac{g \sin \beta}{2\omega \sin \varphi}.$$

В придонном слое толщиной D' течение переменнo по величине и направлению, на верхней границе слоя оно равно течению верхнего слоя V_T , а у дна – нулю.

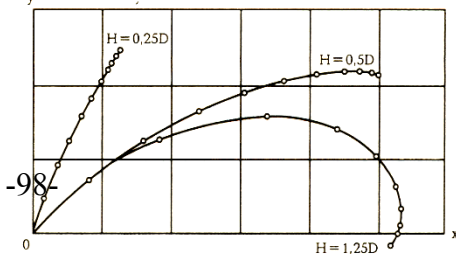


Рис. 35. Годографы скорости градиентного течения в однородном море

Определим потоки воды, переносимые градиентным течением. Они представляют сумму произведений из средней скорости течения - V_T в данном слое на толщину слоя - Δz . Эта сумма берется по всей толще воды H – от поверхности моря до дна $\Phi = \sum_0^H \overline{V_T} \Delta z$. Переходя от суммы к интегралу, получим $\Phi = \int_0^H V_T dz$.

Составляющие потоков Φ_x и Φ_y по осям X и Y будут тогда определяться

$$\text{формулами: } \Phi_x = \int_0^H u dz, \quad \Phi_y = \int_0^H V_T dz.$$

Составляющая потока по оси Y - Φ_y (в направлении наибольшего уклона поверхности моря) значительно меньше поперечной составляющей Φ_x . С возрастанием глубины моря составляющая потока Φ_y стремится к предельному значению -

$$\Phi_y = \frac{D' g \sin \gamma}{4\pi \omega \sin \varphi} \text{ и действует в слое трения } D'. \text{ С уменьшением}$$

глубины моря составляющие потока Φ_x и Φ_y (при одинаковом наклоне поверхности моря γ) по абсолютной величине уменьшаются. Однако составляющая Φ_y уменьшается значительно медленнее, чем Φ_x , поэтому при глубинах моря меньше D' она может быть больше Φ_x .

3.4. Дрейфовые течения

Дрейфовые течения обусловлены влекущим действием ветра. Поскольку скорость и давление в воздушном потоке постоянно меняются, то их изменения создают на поверхности воды неровности. А это в свою очередь увеличивает трение между слоями воздуха и воды. Ветер передаёт касательное напряжение поверхностному слою моря и вызывает таким образом дрейфовое течение.

Изучить такие течения можно, рассмотрев установившееся дрейфовое течение, вызванное ветром постоянной силы и постоянного направления.

В этом случае единственной силой, вызывающей движение водных масс, является сила трения воздуха о поверхность воды (или касательное напряжение ветра), но она может быть исключена из получаемых соотношений путём определения из наблюдений непосредственной связи между поверхностным течением и скоростью ветра.

Первое решение задачи об установившемся дрейфовом течении было выполнено в 1905 году шведским геофизиком В. Экманом.

Для упрощения решения задачи и исключения влияния градиентных течений **Экман ввёл ряд допущений и предположений:**

- океан безбрежен и бездонен (чтобы исключить из рассмотрения влияние трения о берега и о дно) ($z \rightarrow \infty$);
- океан однороден по плотности ($\rho = \text{const}$), а вода несжимаема (следовательно, и удельный объём постоянен);

➤ поверхность океана горизонтальна, сгона и нагона воды не происходит, градиент давления равен $\frac{\partial p}{\partial z}$, т.е. направлен по оси Z, составляющие

градиента давления по осям X и Y равны нулю, т.е. $\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial x} = 0$, движение горизонтально, то есть вертикальная составляющая скорости $w = 0$;

➤ движение установившееся, то есть скорость его во времени не меняется, значит $\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = 0$;

➤ поле ветра равномерно, то есть в каждой точке океана направление и скорость ветра одинаковы и постоянны во времени (следовательно, можно полагать, что скорость течения также не меняется от точки к точке);

➤ коэффициент вертикальной турбулентной вязкости μ постоянен по глубине – $\mu(z) = \text{const}$.

В такой постановке задача об определении зависимости горизонтальных скоростей установившегося течения от глубины сводится к решению совместной системы уравнений:

$$\alpha \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2\omega v \sin \varphi = 0$$

$$\alpha \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2\omega u \sin \varphi = 0$$

Разделив все члены уравнений на $\alpha \mu$ и обозначив величину $\frac{\omega \sin \varphi}{\alpha \mu} = a^2$, получим

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2a^2 v = 0$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2a^2 u = 0$$

Общий интеграл этих уравнений имеет вид:

$$u = c_1 e^{az} \cos(az + \psi_1) + c_2 e^{-az} \cos(az + \psi_2)$$

$$v = c_1 e^{az} \sin(az + \psi_1) - c_2 e^{-az} \sin(az + \psi_2),$$

где c_1, c_2, ψ_1, ψ_2 – постоянные интегрирования, определяемые из граничных условий. Они зависят от глубины моря и будут отличаться для случаев бесконечно глубокого моря ($z=\infty$) и моря конечной глубины ($z=h$).

3.4.1. Дрейфовые течения в бесконечно глубоком море

Граничные условия:

➤ ветер действует вдоль оси Y. На поверхности моря ($z = 0$) наблюдается равенство касательных напряжений в воздухе и воде: касательное напряжение ветра

вдоль оси Y равно градиенту скорости на оси Y, а касательное напряжение ветра вдоль оси X равно нулю, т.е.

$$T_x = - \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0} = 0; \quad T_y = - \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_{z=0} = 0;$$

➤ на большой глубине должно выполняться требование ограничения скорости, поскольку скорости величины конечные, т.е. $(u)_{z=\infty} = (v)_{z=\infty} = 0$;

➤ вертикальная составляющая скорости течения на поверхности моря равна нулю $(w)_{z=0} = 0$.

Чтобы удовлетворить второму условию необходимо принять $c_1 = 0$. В противном случае при $z \rightarrow \infty$ множитель e^{az} неограниченно возрастает, что дает, в свою очередь, бесконечное возрастание u и v . В природных условиях этого не может быть. Отпадает также необходимость определения ψ_1 .

Тогда: $u = c_2 e^{-az} \cos(az + \psi_2)$

$$v = -c_2 e^{-az} \sin(az + \psi_2)$$

Из этих уравнений находятся постоянные интегрирования c_2 и ψ_2 . Для этого вначале найдем производные по Z от u и v :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -c_2 a e^{-az} \cos(az + \psi_2) - c_2 a e^{-az} \sin(az + \psi_2)$$

или

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -c_2 a e^{-az} [\cos(az + \psi_2) + \sin(az + \psi_2)]$$

Умножим и разделим правую часть последнего уравнения на $\frac{\sqrt{2}}{2}$. Так как $\frac{\sqrt{2}}{2}$ равно $\cos 45^\circ$ и $\sin 45^\circ$, то в членах, содержащих $\cos$ и $\sin$, запишем вместо $\frac{\sqrt{2}}{2}$ величины $\sin 45^\circ$ и $\cos 45^\circ$ соответственно. Тогда получим:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{2}{\sqrt{2}} c_2 a e^{-az} [\sin 45^\circ \cos(az + \psi_2) + \cos 45^\circ \sin(az + \psi_2)].$$

Выражение, стоящее в квадратных скобках, представляет синус суммы двух углов: 45° и $(az + \psi_2)$. Поэтому можно записать (предварительно умножив и разделив правую часть уравнения на $\sqrt{2}$)

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -c_2 a e^{-az} \sqrt{2} \sin(az + \psi_2 + 45^\circ)$$

и аналогично

$$\frac{\partial v}{\partial z} = -c_2 a e^{-az} \sqrt{2} \cos(az + \psi_2 + 45^\circ)$$

Определяя значение производных при $z = 0$ (на поверхности) и подставляя их в выражения, определяющие граничные условия, получим:

$$T = \mu a \sqrt{2} c_2 \cos(\psi_2 + 45^\circ)$$

$$0 = -\mu a \sqrt{2} c_2 \sin(\psi_2 + 45^0)$$

$$\text{Откуда следует, что } \psi_2 = -45^0, \quad c_2 = \frac{T}{\mu a \sqrt{2}}$$

Из уравнений

$$u = c_2 e^{-az} \cos(az + \psi_2)$$

$$v = -c_2 e^{-az} \sin(az + \psi_2)$$

также следует, что при $z=0$ и $\psi_2 = -45^0$

$$u = c_2 \frac{\sqrt{2}}{2} \quad \text{и} \quad v = c_2 \frac{\sqrt{2}}{2}.$$

Следовательно, $u^2 + v^2 = c_2^2 = U^2$, т.е. константа c_2 представляет вектор скорости течения на поверхности моря. Подставляя все полученные выражения в

$$u = c_2 e^{-az} \cos(az + \psi_2)$$

$$v = -c_2 e^{-az} \sin(az + \psi_2)$$

получим:

$$u = U_0 e^{-az} \cos(45^0 - az)$$

$$v = U_0 e^{-az} \sin(45^0 - az),$$

где

$$U_0 = \frac{T}{\mu a \sqrt{2}} = \frac{T}{\sqrt{2} \mu \alpha \sin \varphi}$$

Следовательно, абсолютная величина скорости дрейфового течения на поверхности пропорциональна силе трения, возникающей при движении воздуха над водной поверхностью.

Из уравнений

$$u = U_0 e^{-az} \cos(45^0 - az)$$

$$v = U_0 e^{-az} \sin(45^0 - az)$$

следует, что **вектор скорости дрейфового течения на поверхности отклонен от направления дующего ветра на угол 45^0 вправо в северном полушарии.**

С увеличением глубины вектор течения по абсолютной величине уменьшается по экспоненциальному закону, из-за наличия в формулах множителя e^{-az} , а по направлению все больше и больше поворачивает вправо. На некоторой глубине вектор течения оказывается направленным в сторону, обратную вектору поверхностного течения. Это произойдет при $z = \frac{\pi}{a}$. Обозначив эту глубину через D

и, принимая во внимание принятое ранее обозначение $a = \sqrt{\frac{\omega \sin \varphi}{\alpha \mu}}$, найдем:

$$D = \frac{\pi}{a} = \pi \sqrt{\frac{\alpha \mu}{\omega \sin \varphi}}.$$

Глубина D зависит от трения, поэтому ее называют глубиной трения.

Очевидно, что при $z = 2D$ вектор течения снова совпадет по направлению с вектором поверхностного течения, так как в этом случае $az = 2\pi$. Ниже глубины трения скорости дрейфового течения малы.

Так при $z = D$ $U_D = \frac{1}{23} U_0$, при $z = 2D$ $U_D = \frac{1}{535} U_0$

В слое трения от 0 до D сосредоточена основная часть кинетической энергии дрейфового течения.

На рис. 36 показаны векторы течений на разных глубинах, отстоящих друг от друга на величину, равную одной десятой глубины трения D . Ветер направлен вдоль оси Y . Наибольший вектор U_0 соответствует поверхностному течению. Годограф скорости - кривая, огибающая концы векторов, представляет собой логарифмическую спираль, быстро приближающуюся к началу координат (к точке 0).

В модели Экмана, поскольку воде негде накапливаться (так как океан принят безбрежным), свободная поверхность совпадает с геопотенциальной и горизонтальный градиент давления в толще вод не возникает. Значит, изменение вектора течения по вертикали даёт полное представление о модели ветрового дрейфа. Течения должны с глубиной убывать, поскольку тангенциальное трение ветра о воду действует на поверхности, а на бесконечной глубине предполагается полный покой.

Модель такого движения включает две силы:

- силу Кориолиса;
- поверхностную силу внутреннего турбулентного трения (турбулентной вязкости)⁹.

Рис. 36. Годограф скорости дрейфового течения в бесконечно глубоком море

Эти две силы приложены сразу ко всем точкам малого объёма жидкости, тогда как внутреннее трение возникает между слоями, гранями, частицами, составляющими этот объём. В данном случае можно считать, что на каждую частицу жидкости действуют как бы две вязкие силы:

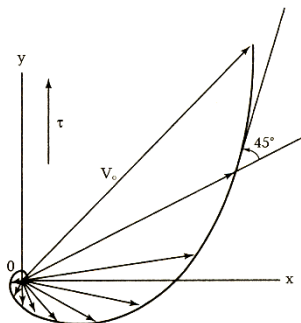
Влекущая – со стороны выше лежащих частиц;

Тормозящая – со стороны частиц, лежащих ниже, ближе к неподвижной бесконечности бездонного океана.

Итого, на частицу действуют уже три силы: две вязких и сила Кориолиса.

Именно эта «троичность» даёт сложную картину движения.

Под действием касательного напряжения ветра частицы поверхностного слоя приходят в движение, но сила Кориолиса отклоняет их путь несколько вправо от направления ветра (в северном полушарии). Благодаря трению поверхностный слой действует на слой, лежащий ниже, который, следовательно, приходит в движение, ещё более отклоняясь вправо. На каждой последовательной стадии, по мере



⁹ Поверхностной эту силу называют в противоположность объёмным (например, силам тяжести, Кориолиса, барического градиента).

увеличения глубины, сила трения несколько уменьшается, при этом изменяется не только направление движения, но и скорость. Когда процесс во всем слое установится, вектор скорости будет описывать спираль, названную именем Экмана (рис.37). Если просуммировать векторы течений в слое Экмана, то выяснится, что суммарный перенос (экмановский поток) в нём направлен по перпендикуляру вправо от вектора ветра (для северного полушария), то есть в экмановском слое по ветру переносится столько же воды, сколько и против. На глубине $0.5 D$ вектор течения перпендикулярен к вектору течения на поверхности и уравнивается в среднем силой Кориолиса.

В верхнем слое толщиной $0.5 D$ полный поток воды направлен в ту же сторону, что и поверхностный, а ниже, до глубины $1.5D$ - в противоположную.

С приближением к экватору, согласно формуле, D быстро стремится к бесконечности. Из этого следует, что ***модель Экмана для экватора непригодна.***

Определим полные потоки воды во всей толще, охваченной течениями. Обозначим поток в направлении оси X (перпендикулярно ветру) через Φ_x , а в направлении оси Y (по ветру) через Φ_y . Эти потоки равны :

$$\Phi_x = \int_0^{\infty} u \, dz, \quad \Phi_y = \int_0^{\infty} v \, dz.$$

Подставляя в эти уравнения значения u и v из

$$u = U_0 e^{-az} \cos(45^\circ - az)$$

$$v = U_0 e^{-az} \sin(45^\circ - az)$$

и произведя интегрирование, получим:

$$\Phi_x = \frac{U_0 D}{\pi \sqrt{2}}, \quad \Phi_y = 0$$

Итак, ***суммарный поток воды, создаваемый дрейфовым течением, следует в направлении, перпендикулярном к действию ветра (вправо в северном полушарии), а составляющая потока в направлении действующего ветра равна нулю.***

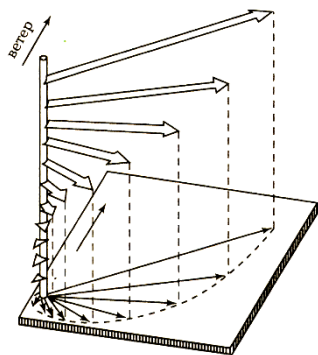


Рис.37. Перспективное представление дрейфового течения на различных глубинах (спираль Экмана).

На первый взгляд это может показаться странным. Но так как океан по условию бездонен, то на массу воды не могут действовать никакие силы кроме ***силы трения T*** , совпадающей по направлению с ветром и ***силы Кориолиса***, перпендикулярной к скорости потока и направленной вправо от неё. При установившемся движении сила, вызывающая движение, должна быть уравновешена отклоняющей силой вращения Земли, приложенной к центру инерции течения, а это возможно только тогда, когда центр инерции течения перемещается ***вправо от ветра, под прямым углом к нему.***

Специальные измерения течений вдали от берегов подтвердили существование слоя Экмана, несмотря на то, что стационарные дрейфовые течения в чистом виде (саму спираль) наблюдать не удавалось¹⁰.

Исследование Экмана оказалось фундаментальным в океанологии и метеорологии. Полученные им результаты используются и сейчас в теоретических моделях и в практических расчётах.

Однако **модель Экмана в чистом виде в природе почти не встречается**, так как практически никогда ветер не бывает однородным по площади. На пути ветровых течений встречаются берега или поднятия дна. Поэтому поверхность моря отклоняется от геопотенциальной. В результате этого на поверхности моря образуются зоны конвергенций и дивергенций. **Избыток вод в зоне конвергенции обуславливает вертикальное движение вниз, в зоне дивергенции – вверх.** В теории этот процесс накопления или расхождения вод чисто дрейфовыми течениями получил название **дивергенции экмановского слоя**.

В природных условиях ветер редко имеет постоянное направление и силу в течение длительного промежутка времени. Поэтому в теории рассматриваются только отдельные частные и притом наиболее простые случаи развития дрейфовых течений при определённых законах изменения ветра, определённых формах рельефа дна и формах бассейна, с учётом только сил внутреннего трения между горизонтальными слоями.

Вследствие трудности теоретического решения задачи о дрейфовых течениях на практике её нередко решают экспериментально, устанавливая на основании наблюдений эмпирические связи между дрейфовым течением и факторами, его вызывающими (ветром) или влияющими на его характер (рельефом дна, размером и формой бассейна и т. п.). Эмпирическая связь между скоростью течения на поверхности и скоростью ветра может быть представлена в виде

$$U_0 = \frac{0,0127w}{\sqrt{\sin \varphi}},$$

где w – скорость ветра, выраженная в одинаковых единицах со скоростью течения.

В целом, требуются систематические и обширные наблюдения над течениями и гидрометеорологическим режимом.

3.4.2. Дрейфовые течения в море конечной глубины

За исходные уравнения для определения скорости течения, как и в случае бесконечно глубокого моря, принимаются уравнения:

$$u = c_1 e^{az} \cos(az + \psi_1) + c_2 e^{-az} \cos(az + \psi_2)$$

$$v = c_1 e^{az} \sin(az + \psi_1) - c_2 e^{-az} \sin(az + \psi_2).$$

Однако в случае моря конечной глубины вводится новая переменная $\zeta = h - z$, представляющая высоту над дном рассматриваемой точки. Тогда предыдущие уравнения записываются следующим образом:

¹⁰ В случае моря конечной глубины полный поток в направлении ветра имеет конечную величину, а не равен нулю как в бесконечном океане, но эта величина чрезвычайно мала по сравнению с составляющей полного потока, направленной перпендикулярно ветру.

$$u = c_1 e^{a\zeta} \cos(a\zeta + \psi_1) + c_2 e^{-a\zeta} \cos(a\zeta + \psi_2)$$

$$v = c_1 e^{a\zeta} \sin(a\zeta + \psi_1) - c_2 e^{-a\zeta} \sin(a\zeta + \psi_2).$$

Постоянные интегрирования c_1 , c_2 , ψ_1 , ψ_2 определяются из условия, что у дна при z , равном глубине моря H , составляющие скорости u и v обращаются в нуль.

Анализ показывает, что в случае моря конечной глубины вектор поверхностного течения в зависимости от отношения глубины моря H к глубине трения D может составлять с направлением ветра углы, определяемые таблицей 4.

Таблица 4

Зависимость угла отклонения вектора поверхностного течения
относительно вектора ветра от отношения H/D

H/D	0.10	0.25	0.50	0.75	1.00	1.50
Угол между вектором течения и вектором ветра, градусы	5	21.5	45	45.5	45	45

При дальнейшем увеличении глубины угол между вектором поверхностного течения и ветром остается неизменным и равным 45° . Расположение векторов дрейфового течения на разных горизонтах при разных значениях глубины моря, выраженной в единицах глубины трения D , показано на рис. 38. Ветер направлен по оси Y . Горизонты взяты через одну десятую глубины моря.

При глубине моря $H > D$ годограф векторов практически совпадает с таковым для бесконечно глубокого моря. Поэтому при глубине моря больше глубины трения можно применять более простую теорию дрейфовых течений для бесконечно глубокого моря.

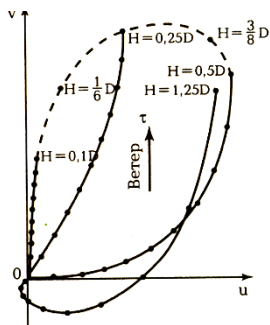


Рис. 38. Годограф скорости дрейфового течения в море конечной глубины

Если глубина моря меньше глубины трения, направление течения с глубиной изменяется медленнее. При глубине моря $H = 0.1D$ на всех горизонтах векторы течения практически совпадают с направлением вектора ветра и уменьшаются с глубиной по линейному закону.

Однако отклонение течения от ветра зависит не только от глубины моря, но также и от скорости ветра. С увеличением скорости ветра растет коэффициент трения μ , который входит в формулу глубины трения. С увеличением μ глубина трения растет, следовательно, отношение H/D уменьшается. Это приводит к уменьшению угла отклонения вектора поверхностного течения от ветра.

В случае моря конечной глубины изменяется и характер полных потоков воды. Если в бесконечно глубоком море полный поток в направлении ветра равен нулю, то в случае моря конечной глубины он имеет конечную величину, но чрезвычайно малую по сравнению с составляющей полного потока, направленного перпендикулярно ветру.

3.5. Суммарные течения

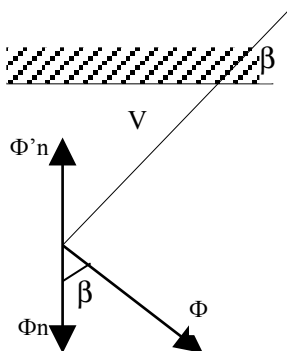
Градиентные и дрейфовые течения наблюдаются в море не раздельно, а совместно, образуя *непериодические суммарные течения*.

Дрейфовое течение приводит к переносу масс воды и сгону или нагону, особенно ярко выраженному в прибрежной полосе. Поэтому, если в открытом море можно допустить существование только дрейфовых и плотностных течений, в прибрежной полосе необходимо рассматривать одновременное действие дрейфовых и градиентных течений.

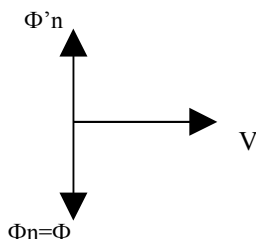
Предположим, что береговая черта прямолинейна и простирается в обе стороны безгранично. Глубину моря у берега будем считать большой, а берег обрывистым. Плотность воды постоянна. Пусть ветер дует под углом β к берегу. В зависимости от величины угла β ветер, создающий дрейфовое течение, и поток воды, имеющий направление, перпендикулярное к действию ветра, будут вызывать сгон и нагон воды (рис. 39). *Наибольший сгон или нагон воды при сделанных допущениях будет наблюдаться тогда, когда ветер дует параллельно береговой черте. Если ветер дует перпендикулярно к береговой черте, то ни сгона, ни нагона происходить не будет.*

Для сгона или нагона воды имеет значение не полный поток дрейфового течения Φ , а составляющая, направленная перпендикулярно к береговой черте Φ_n .

Сгон воды

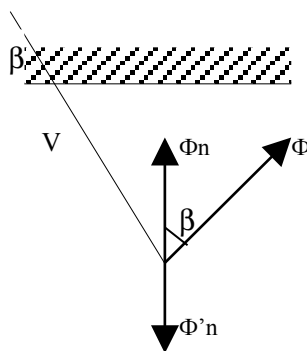


Максимальный сгон воды

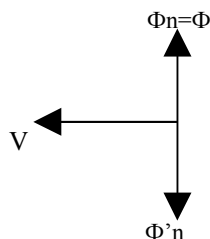


Отсутствие нагона воды

Нагон воды



Максимальный нагон воды



Отсутствие сгона воды



Рис. 39. Сгонно-нагонные явления

Под действием ветра в прибрежной полосе вначале возникает дрейфовое течение, которое будет переносить массы воды в направлении перпендикулярном к действию ветра. Если ветер дует под острым углом к береговой черте, то нормальная к берегу составляющая дрейфового потока, создающая сгон или нагон, будет равна:

$$\Phi_n = \Phi \cos \beta$$

Наличие нормальной к береговой черте составляющей дрейфового потока вызовет наклон уровня, а, следовательно, и градиентное течение. Но с возникновением градиентного течения появится и нормальная к берегу составляющая потока Φ'_n , которая будет направлена в сторону, обратную нормальной составляющей дрейфового потока. В первый период после начала действия ветра, когда уклон поверхности мал, нормальная к берегу составляющая дрейфового потока Φ_n будет превышать нормальную к берегу составляющую градиентного потока Φ'_n , и уклон будет возрастать. Но возрастание уклона вызовет возрастание скорости градиентного течения, а, следовательно, и потока Φ'_n . При некотором угле наклона уровня моря наступит равновесие, при котором потоки Φ_n и Φ'_n выравняются. После этого дальнейшее изменение уровня происходить не будет (если ветер не меняется) и циркуляция будет установившейся. Это условие равновесия запишется в форме:

$$\Phi_n = \Phi'_n$$

Так как:

$$\Phi_n = \frac{U_0 D}{\pi \sqrt{2}} \cos \beta \quad \Phi'_n = \frac{D' g \sin Y}{4\pi \omega \sin \phi},$$

где:

U_0 – скорость дрейфового течения на поверхности;

Y – наибольший уклон уровня;

β – угол ветра относительно береговой черты;

D – глубина трения;

g – ускорение силы тяжести;

ω – угловая скорость вращения Земли.

Исходя из равенства потоков, можно получить, что:

$$\frac{U_0 D}{\pi \sqrt{2}} \cos \beta = \frac{D' g \sin Y}{4\pi \omega \sin \phi}$$

Или, учитывая, что $D' = D$:

$$U_0 \sqrt{2} \cos \beta = \frac{g \sin Y}{2\omega \sin \phi} = V_T$$

Отсюда можно рассчитать величину наибольшего уклона уровня Y , зная скорость дрейфового течения на поверхности U_0 и ориентировку ветра относительно береговой черты – угол β . Или же, измерив уклон уровня моря при установившемся

режиме циркуляции, можно определить скорость дрейфового течения на поверхности. Также можно рассчитать для случая установившейся циркуляции скорость градиентного течения по скорости дрейфового течения на поверхности, и наоборот.

Можно представить распределение скоростей течения по вертикали в прибрежной зоне с прямолинейным, глубоким берегом ($H > D + D'$) в виде трёх слоёв (рис.40):

Самый нижний **придонный слой** – слой трения D' охвачен придонным течением.

Глубинный слой, расположен между слоями трения D' и D , где наблюдается глубинное течение с постоянной скоростью V_T , направленное параллельно береговой черте. Оно простирается до самой поверхности моря.

Поверхностный слой толщиной D (где D – глубина трения), в котором развивается поверхностное течение, представляющее собой геометрическую сумму глубинного течения постоянной скорости и дрейфового течения.

Если глубина моря $H = D + D'$ (при этом D' принято равным D), то исчезнет промежуточный слой с глубинным течением.

O_m	Поверхностное течение
D	Глубинное течение
D'	Придонное течение

Рис. 40. Циркуляция вод под действием ветра у приглубого отвесного берега

При уменьшении глубины моря меньше D дрейфовое течение приближается к направлению дующего ветра, а градиентное – к направлению наибольшего уклона уровня. Поэтому в мелководном районе наибольший сгон или нагон будет наблюдаться тогда, когда ветер дует перпендикулярно к береговой черте. Поэтому на поверхности потоки воды, обусловленные дрейфовым течением, направлены по ветру, а в придонном слое имеют направление, перпендикулярное к береговой черте, в сторону, противоположную действию ветра, и обусловлены градиентным течением.

Схема **прибрежной циркуляции** суммарных течений имеет существенные ограничения, так как она не учитывает влияния сил бокового трения, являющегося результатом горизонтального турбулентного обмена, обусловленного трением о стенки берегов или трением в вертикальной плоскости между потоками различных скоростей. Для открытого моря **В.Б.Штокманом** была разработана теория установившихся течений, возбуждаемых ветром в неоднородном океане, с учётом сил горизонтального и бокового трений, в которой рассматриваются одновременно дрейфовое и градиентное течения.

Из-за математических трудностей, возникающих при учёте сил бокового трения, Штокман определяет не скорости течения и законы их распределения по вертикали и горизонтали, а полные потоки масс воды от поверхности до дна. Поэтому **эту теорию называют теорией полных потоков**.

Она получила развитие в трудах *Линейкина, Саркисяна, Фельзенбаума* и других учёных, которые сделали шаг в сторону перехода от полных потоков к полю течений как в глубоком, так и в мелком море.

П.С.Линейкин впервые разработал *теорию бароклинной циркуляции океана*.

А.С.Саркисян количественно *оценил влияние рельефа дна* и получил практический метод расчёта течений для географических условий, приближающихся к реальным.

А.И.Фельзенбаум развил ряд методов расчёта течений в морях малой и средней глубины.

Однако проблема расчёта морских течений в настоящее время ещё полностью не решена.

3.6. Приливные течения

Явление прилива представляет собой волновое движение масс воды, причём приливная волна имеет большую длину. В зависимости от того, является ли приливная волна поступательной или нет, связь между течениями и колебаниями уровня будет различной. Кроме того, приливные течения, также как и приливные колебания уровня, зависят от характера прилива (полусуточный, суточный, смешанный), от рельефа дна, конфигурации береговой черты, размеров бассейна. На них большое влияние оказывает отклоняющая сила вращения Земли и сила трения.

Расчёты приливных течений для случая, когда фронт приливной волны располагается параллельно прямолинейной береговой черте, показывают, что скорость течения зависит от отношения расстояния рассматриваемой точки до берега к глубине моря. Это отношение оказывается наибольшим на границе материковой отмели, где и можно ожидать наибольших скоростей приливных течений.

На скорость приливных течений огромное влияние оказывает изменение ширины бассейна, наибольшие скорости наблюдаются в узких проливах, так как через них при распространении приливной волны проходят большие массы воды. Исходя из расчёта количества воды, которое должно пройти через пролив за половину периода приливной волны, можно рассчитать скорость приливного течения.

При учёте влияния отклоняющей силы вращения Земли *приливные течения принимают характер вращательных, или круговых*, то есть за полупериод они будут изменяться не только по величине, но и по направлению (рис.41).

Если от одной точки нанести вектора наблюдаемых приливных течений за время полного периода прилива, то, соединив концы векторов, получим замкнутую кривую, которая в случае правильных приливов будет близка к эллипсу и представляет собой годограф приливного течения.

Форма годографа приливных течений может быть не только эллиптической, но и более сложной в зависимости от характера прилива и физико-географических условий района.

Теоретическое решение задачи с учётом вращения Земли оказалось весьма сложным и было выполнено приближённо для двух частных случаев:

- 1) Для случая распространения волны в узком канале бесконечной длины;
- 2) Для случая распространения волны на бесконечно большом вращающемся диске.

В первом случае решение даёт *реверсивное приливное течение*¹¹.

Во втором - *вращательное*, с годографом векторов в форме эллипса и с поворотом векторов по часовой стрелке в северном полушарии и против часовой стрелки в Южном.

Действительные наблюдения показывают, что *в проливах и вблизи береговой черты приливные течения имеют обычно реверсивный характер, а в удалении от берега — вращательный*.

Трение о дно и между слоями воды оказывает существенное влияние на характер приливных течений. Влияние трения сказывается главным образом в нижнем слое (слое трения), толщина которого зависит от периода прилива и величины коэффициента турбулентного трения. Выше слоя трения приливные течения имеют тот же характер, что и при отсутствии трения.

Выше слоя трения годограф векторов течений направлен большой осью в направлении распространения волны, и *максимальные скорости наблюдаются в моменты полной и малой воды (0 и 6 часов)*.

В слое трения эллипс приливного течения более узкий, большая ось эллипса повернута *вправо (в северном полушарии)* относительно направления распространения волны и *максимальные скорости наблюдаются раньше моментов полной (0 часов) и малой (6 часов) воды*.

В теории влияния трения на приливные течения до сих пор остаётся много неясного.

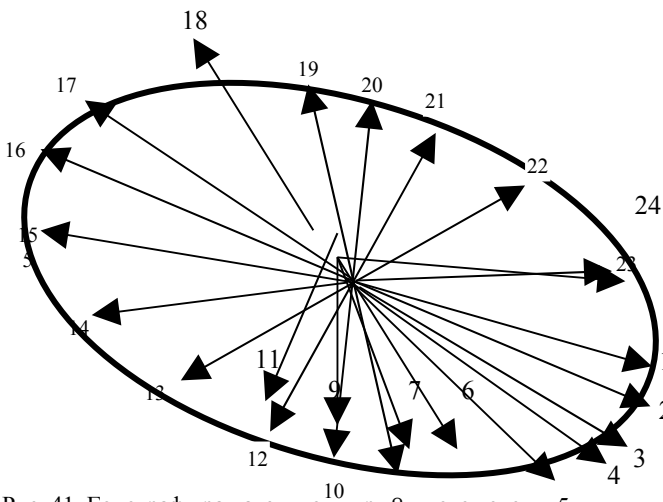


Рис. 41. Годограф вращательного течения при 8-м часовом течении 5
(Цифры показывают часы полной воды)

¹¹ Реверсивные течения представляют собой течения возвратно-поступательного характера, периодически меняющие своё направление на обратное при минимальных и даже нулевых значениях скорости.

Так как теория приливных течений разработана слабо, она не даёт возможности предвычислять их теоретически. Поэтому для практических расчётов, так же как и в случае приливных колебаний уровня, используются результаты непосредственных наблюдений над течениями. Подвергая эти наблюдения обработке методом гармонического анализа или другими методами, можно получить данные для расчёта приливных течений на любой срок вперёд.

Практические методы обработки наблюдений над приливными течениями делятся на две группы:

Упрощённые методы (применяемые для расчёта течений при правильных приливах - полусуточных или суточных):

- проекционный метод;
- метод Северной гидрографической экспедиции;
- метод И. В. Максимова.

Точные, основанные на теории гармонического анализа приливов. Они могут быть использованы для расчёта приливных течений любого характера:

- Метод гармонического анализа;
- Штурманский метод.

Оба этих метода аналогичны одноимённым методам обработки наблюдений и предвычисления приливных колебаний уровня.

3.7. Географическое распределение течений

В связи с весьма сложными процессами образования течений, связанными:

- с взаимодействием океана и атмосферы;
- воздействием приливообразующих сил;
- влиянием отклоняющей силы вращения Земли (силы Кориолиса);
- силы внутреннего трения;
- наличия континентов

установить точное соответствие между действующими силами и течением в настоящее время практически невозможно.

Поэтому на карты течений на поверхности океанов и морей следует смотреть как на **схемы, дающие общую или преобладающую картину течений. Истинные течения в каждый конкретный момент могут значительно отличаться от приведенных на карте и тем больше, чем меньше устойчивость течений.**

Устойчивость или постоянство течения по направлению определяется отношением скорости течения, полученной как среднее геометрическое из всех наблюдений в данной точке к средней арифметической и выражается в процентах (%).

Чтобы лучше отразить истинную картину течений, необходимо строить карты течений по месяцам, а ещё лучше строить их по типам атмосферной циркуляции.

В тропической зоне Мирового океана, где наблюдаются устойчивые зоны пассатов северо-восточного (в северном полушарии) и юго-восточного (в южном полушарии) направлений, возникают устойчивые и мощные **пассатные течения (северное и южное), направленные на запад**. Встречая на своём пути восточные берега материков, течения создают нагон воды (повышение уровня) и поворачивают вправо в северном полушарии и влево - в южном. На широтах около 40° на массы воды воздействуют преобладающие западные ветры, обусловленные той же причиной, что и пассаты - антициклональной циркуляцией, вызванной тропическими

максимумами давления. В силу этого, течения поворачивают на восток и северо-восток, а затем, встречая на своём пути западные берега материков, поворачивают на юг в северном полушарии и на север - в южном, образуя замкнутые кольца циркуляции между экватором и широтой $40-45^{\circ}$. В северном полушарии циркуляция направлена по часовой стрелке, в южном - против часовой стрелки. Одновременно часть восточного течения в северном полушарии поворачивает на север, образуя ветвь циркуляции умеренных широт.

В экваториальной зоне между течениями пассатных зон северного и южного полушарий - пассатными течениями, возникают противотечения, направленные на восток. Причиной их считается неравномерность поля ветра в тропической зоне (по В. Б. Штокману).

Лишь в северной части Индийского океана из-за глубоко выдающегося на юг полуострова Индостан и обширного материка Азии создаются благоприятные условия для развития *муссонной циркуляции*. В силу этого *течения северной части*

Индийского океана имеют сезонный режим, следуя сезонному ходу атмосферной циркуляции.

В умеренных широтах $45-65^{\circ}$ в северной части Атлантического и Тихого океанов течения образуют кольцо циркуляции против часовой стрелки. Однако из-за неустойчивости атмосферной циркуляции в этих широтах течения так же характеризуются малой устойчивостью, кроме тех ветвей, которые поддерживаются постоянным уклоном уровня океана от экватора к полюсам (например, тёплые течения - Северо-Атлантическое и Северо-Тихоокеанское). Этот постоянный уклон уровня обусловлен не только нагоном вод к восточным берегам материков пассатными течениями, но и общим распределением температуры воды, а, следовательно, и плотности. Наличие уклона уровня, вызванного повышением плотности воды от экватора к полюсам, усиливает ветровые течения не только умеренных, но и тропических зон океанов и накладывает свой отпечаток на общую картину течений.

В высоких широтах о течениях на поверхности можно судить по дрейфу льдов. Наблюдения над дрейфом льдов показывают, что в Северном Ледовитом океане поверхностные течения следуют от берегов Азии через полюс к восточным берегам Гренландии. Такой характер течений, с одной стороны, вызван преобладанием восточных ветров, а с другой - является компенсацией притока вод из Северной Атлантики.

У побережья Антарктиды течения имеют преимущественно западное направление и образуют узкую полосу циркуляции вдоль берегов Антарктиды, направленную с востока на запад. В некотором удалении от берегов течения имеют восточное направление, следуя за господствующими западными ветрами умеренных широт.

Данная картина течений на поверхности Мирового океана усложняется из-за физико-географических особенностей каждого из океанов.

По характеру циркуляции Мировой океан можно условно разделить на следующие районы:

1) Районы *мощных постоянных течений (2 узла и более)*.

Особенность этих районов - образование *меандр*, возникающих в момент достижения поверхностными течениями максимальных скоростей, когда отмечается наибольшая неустойчивость течений. Меандры нередко отрываются от основного

потока, образуя вихри диаметром несколько десятков миль, удаляющиеся от стрежня течения на несколько сотен миль. К этим районам относятся районы Гольфстрима, Куро시오, Бразильского, Карибского, Антильского течений, Межпассатного противотечения.

2) Районы *слабых постоянных течений (0.5 – 0.8 узла).*

Отличаются сильным влиянием атмосферной циркуляции, но при сохранении общей направленности потоков. Сюда относятся: Лабрадорское, Северо-Атлантическое, Ирмингера, Канарское, Ойасио, Камчатское, Калифорнийское течения.

3) Районы *локальных течений (0.3 – 0.5 узла,* но при определённых синоптических условиях достигающих 2 узлов).

К этим районам относятся моря со слабо выраженными приливными течениями и отдельные районы океанов, в которых отсутствуют более или менее чётко выраженные постоянные течения. Характерна неупорядоченность вертикального распределения течений.

4) Районы *экваториальных течений с глубинными противотечениями.*

В Тихом океане под слоем Южного пассатного течения движется мощный поток восточного направления - *течение Кромвелла.*

В Атлантическом океане под слоем Южного пассатного течения движется *течение Ломоносова.*

Аналогичное противотечение существует в Индийском океане и носит название *течения Бориса Тареева.*

Эти подповерхностные противотечения во всех трёх океанах ориентированы по экватору, пересекают океаны с запада на восток узкой полосой от 2° ю. ш. до 2° с. ш. Оси течения располагаются в середине термоклина. Вертикальная толща течений составляет 200 - 250 м. Течения устойчиво удерживаются генерального восточного направления.

5) Районы преобладающих *приливных течений (0.5 – 0.8 узла).*

В этих районах приливные течения составляют более 50% наблюдаемого течения. Включают в основном зоны шельфа океанов и окраинные моря.

3.7.1. Циркуляция поверхностных вод

Циркуляция вод на поверхности океана тесным образом связана с циркуляцией атмосферы. Это соответствие было замечено давно и породило обоснованные гипотезы о ветровом происхождении поверхностной циркуляции океанских вод. Исключение из этого правила составляют западные пограничные течения, замыкающие звенья круговоротов и идущие не обязательно по ветру, и межпассатные противотечения. Они выступают как особые звенья ветровой циркуляции.

Ветровую природу поверхностной циркуляции Мирового океана подкрепляет факт приспособления поля масс в верхнем слое океана к полю движений, вызванному ветром. Роль же термохалинных факторов ограничивается тем, что они усиливают антициклонические и ослабляют циклонические круговороты ветровой циркуляции.

На карте циркуляции верхнего слоя океана находят свое отражение крупные барические центры атмосферной циркуляции: Экваториальная депрессия, субтропические максимумы – Северо-Атлантический (Азорский), Северо-Тихоокеанский (Гонлульский или Гавайский), Южно-Атлантический, Южно-Индоеокеанский и Южно-Тихоокеанский, Исландский и Алеутский минимумы,

Арктический и Антарктический максимумы (рис.). Кроме того, хорошо проявляется влияние на поверхностные течения таких форм атмосферной циркуляции как пассатов, соединяющих субтропические центры высокого давления с экваториальной депрессией и западно-восточным переносом в умеренных широтах обоих полушарий, а в сезонном аспекте муссонов, особенно в северной части Индийского океана.

Циркуляция поверхностных вод Мирового океана носит преимущественно зональный характер в соответствии с зональным характером ветров, дующих над морской поверхностью, а меридиональные течения выступают как замыкающие звенья в условиях расчленения Мирового океана материками.

В целом, ***ветровая результирующая циркуляции на поверхности Мирового океана представляет собой систему планетарных чередующихся циклонических и антициклонических круговоротов, расположенных в соответствии с подобными ветровыми круговоротами в атмосфере*** (рис.42). Меридиональная протяженность таких круговоротов составляет 2000 - 5000 км, а вытянутость по параллели - от 5000 до 15000 км. Основная масса воды, исключая Антарктическое циркумполярное течение, переносится в макромасштабных антициклонических круговоротах, соответствующих субтропическим максимумам атмосферного давления. Таких ***субтропических антициклонических круговоротов на акватории Мирового океана насчитывается пять*** - три в южном полушарии во всех трех океанах и два в северном - в Атлантическом и Тихом океанах.

Субтропические антициклонические круговороты с экваториальной стороны ограничены пассатными течениями, а с полярных сторон - течениями восточного переноса вод.

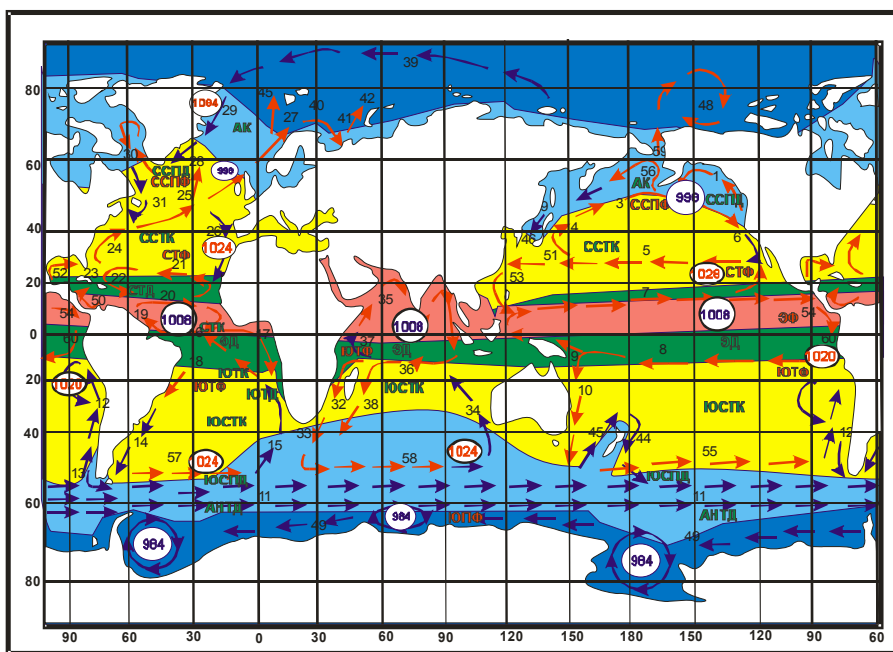


Рис.42. Основные поверхностные течения и фронты в Мировом океане

(1 – Аляскинское; 2 – Курило-Камчатское (Ойясио); 3 – Северо-Тихоокеанское; 4 – Курисио; 5 – Северное пассатное; 6 – Калифорнийское; 7 – Межпассатное противотечение; 8 – Южное пассатное; 9 – Коралловое; 10 – Восточно-Австралийское; 11 – АЦТ; 12 – Перуанское; 13 – течение мыса Горн; 14 – Фолклендское; 15 – Бенгельское; 16 – Южное пассатное; 17 – Гвинейское; 18 – Бразильское; 19 – Гвианское; 20 – Межпассатное противотечение; 21 – Северное пассатное; 22 – Антильское; 23 – Флоридское; 24 – Гольфстрим; 25 – Северо-Атлантическое; 26 – Канарское; 27 – Норвежское; 28 – течение Ирмингера; 29 – Восточно-Гренландское; 30 – Западно-Гренландское; 31 – Лабрадорское; 32 – Мозамбикское; 33 – течение мыса Игольного; 34 – Западно- Австралийское; 35 – Муссонное; 36 – Экваториальное противотечение; 37 – Сомалийское; 38 – Мадагаскарское; 39 – Трансарктическое; 40 – Нордкапское; 41 – Мурманское; 42 – Новоземельское; 43 – Западно- Новозеландское; 44 – Восточно-Новозеландское; 45 – Западно- Шпицбергенское; 46 – Цусимское; 47 – Приморское; 48 – спираль Бофорта; 49 – Прибрежное Антарктическое; 50 – Карибское; 51 – Тайванское; 52 – Мексиканское; 53 – течение Минданао; 54 – Гватемальское; 55 – Южно-Тихоокеанское; 56 – Алеутское; 57 – Южно-Атлантическое; 58 – Южно –Индоокеанское; 59 – Беринговоморское; 60 –Эль-Ниньо. Главные океанические фронты: СПФ - северный полярный, ССПФ - северный субполярный, СТО - северный тропический, ЭФ - экваториальный, ЮТО - южный тропический, ЮСПФ - южный субполярный, ЮПФ - южный полярный. Динамические фронты: АК - арктическая конвергенция, ССПД - северная субполярная дивергенция, ССТК - северная субтропическая конвергенция, СТД - северная тропическая дивергенция, СТОК - северная тропическая конвергенция, ЭД - экваториальная дивергенция, ЮТОК - южная тропическая конвергенция, ЮТОД - южная тропическая дивергенция, ЮОТК - южная субтропическая конвергенция, ЮОПД - южная субполярная дивергенция, АнтК - антарктическая конвергенция, АнтД - антарктическая дивергенция)

Несмотря на структурные различия, субтропические антициклонические круговороты Атлантического, Индийского и Тихого океана объединяет родственная физическая природа. Все эти круговороты асимметричны, их центры сильно сдвинуты к западу в сравнении с центрами атмосферного давления. Течения в западных частях круговоротов намного сильнее, чем в восточных. Это так называемая **западная интенсификация**, которая особенно выражена в узких и быстрых западных пограничных течениях, идущих к полюсам, чем в широких и медленных восточных пограничных течениях, следующих к экватору.

Интенсификация течений у западных берегов океана является результатом изменения параметра Кориолиса с широтой ($\Omega = 2\omega \cdot \sin \varphi$) или, другими словами, влияния β -эффекта. **Именно вследствие β -эффекта в западных частях круговоротов перенос вод к полярным широтам имеет вид устойчивого быстрого потока.** В восточных частях субтропических круговоротов движение вод к экватору имеет характер рассеянного по большому пространству переноса, в котором скорости невелики.

В северной части Атлантического океана субтропический атлантический круговорот включает Северное пассатное течение, западные пограничные течения Флоридское и Гольфстрим, Северо-Атлантическое и восточное пограничное Канарское.

В северной части Тихого океана соответственно - Северное пассатное течение, западные пограничные Тайваньское и Кюросио, Северо-Тихоокеанское и восточное пограничное Калифорнийское.

В южной Атлантике субтропический круговорот включает Южное пассатное течение, западное пограничное Бразильское, Южно-Атлантическое и восточное пограничное Бенгельское.

В южной части Индийского океана соответственно - Южное пассатное течение, западные пограничные Мадагаскарское и Агульасово, Южно-Индийское и слабо развитое восточное пограничное Западно-Австралийское течение.

В южной части Тихого океана - Южное пассатное течение, западные пограничные Коралловое и Восточно-Австралийское, Южно-Тихоокеанское и восточное пограничное Перуанское течение.

В северных частях Атлантического и Тихого океанов **развиты субполярные циклонические круговороты**, формирующиеся вокруг Исландского и Алеутского минимумов атмосферного давления. **Их два.**

Субполярный круговорот Северной Атлантики включает Северо-Атлантическое, Ирмингера, Восточно-Гренландское, Западно-Гренландское, Лабрадорское течения. Аналогичный круговорот в северной части Тихого океана представлен Северо-Тихоокеанским, Аляскинским, Алеутским, Поперечным (Беринговоморским, идущим на северо-запад вдоль материкового склона Берингова моря), Камчатским, Ойасио.

Циркуляция в субполярных циклонических круговоротах развита слабее, чем в антициклонических. Объясняется это тем, что в умеренных и субполярных широтах ветры, несмотря на активную циклоническую деятельность, слабее устойчивых пассатов.

В экваториальных и тропических широтах Атлантического и Тихого океанов существуют северные и южные тропические циклонические и северные антициклонические круговороты.

В северный тропический циклонический круговорот Северной Атлантики входят: Северное пассатное течение, Антило-Гвианское и Межпассатное противотечения, Гвинейское течение; восточное звено круговорота неопределенно.

В аналогичную систему северной части Тихого океана входят: Северное пассатное, течение Минданао, Межпассатное противотечение; восточное звено круговорота неопределенно.

Южный тропический циклонический круговорот Южной Атлантики составляют: Южное пассатное течение, Южное пассатное и Бенгельское подповерхностные противотечения. В Тихом океане аналогичный круговорот включает Южное пассатное течение, Южное пассатное и Перу-Чилийское подповерхностные противотечения.

Северный тропический антициклонический круговорот в Северной Атлантике состоит из Южного пассатного течения, Гвианского течения и Межпассатного противотечения; восточное звено системы неопределенно. Подобный круговорот в северной части Тихого океана складывается из Южного пассатного течения, неопределенного западного звена, Межпассатного противотечения и Гватемальского течения.

В целом, *циклонические круговороты как низких, так и высоких широт по интенсивности существенно уступают антициклоническим.*

Наконец, в северной части Индийского океана формируется *муссонный круговорот* с движением воды в период летнего муссона по часовой стрелке, в период зимнего - против.

Таким образом, циркуляция на поверхности Мирового океана представляет систему громадных планетарного масштаба чередующихся в меридиональном направлении циклонических и антициклонических круговоротов, объединенную на юге Антарктическим циркумполярным течением.

Глобальные круговороты полностью согласуются с соответствующими структурами водных масс, а сам характер движения вместе с другими океанологическими характеристиками определяет специфические природные комплексы Мирового океана.

3.7.2. Циркуляция глубинных и придонных вод

Циркуляцию глубинных и придонных вод возбуждают термохалинные факторы. Под действием этих факторов глубинные и придонные воды формируются в полярных районах. В соответствие со своей плотностью они растекаются по всему Мировому океану, смешиваясь с окружающими водами и трансформируясь. Хотя параметры глубинных и придонных вод определяются термохалинными факторами, характер циркуляции на больших глубинах океана зависит от движения вод в поверхностном слое. *Эта взаимосвязь приводит, в общем случае, к двухслойной циркуляции Мирового океана, при которой направление циркуляции на глубинах по сравнению с поверхностью, изменяется на противоположное.*

Американские океанографы Стоммел и Аронс (1957, 1958) разработали теорию и построили систему абиссальной циркуляции Мирового океана. Согласно этой теории, за пределами шельфа и материкового склона в глубинную циркуляцию вовлекаются воды из двух высокоширотных источников - северо-атлантического и антарктического. В этих очагах глубинные и придонные воды формируются на поверхности в холодную половину года и в результате охлаждения и осолонения

опускаются вплоть до дна. На глубинах до 4000 м, в качестве придонных вод выступают североатлантические воды, ниже до самого дна - антарктические придонные.

Из своих источников очень холодная и соленая вода движется в виде узких течений вдоль западных окраин океана в общем направлении к экватору, а затем питает широкий поток, несущий воду обратно к полюсам в каждом из океанических бассейнов. При своем движении холодные воды постепенно нагреваются, смешиваются с вышележащими слоями и компенсируют избыточный поток тепла в глубины океана в низких широтах.

Придонные воды, формирующиеся в источнике вблизи Антарктиды, главным образом в море Уэдделла, перемещаются также в генеральном направлении на восток с Антарктическим циркумполярным течением.

Рельеф дна оказывает определенное влияние на характер глубинной циркуляции. Отчетливо проявляется тенденция придонных течений следовать изобатам, а движение вод из одной глубоководной котловины в другую осуществляется через узкие разломы в меридиональных хребтах (например, через впадину Романш). В целом, влияние рельефа дна не представляется доминирующим. Движение придонных вод формирует циклоническую и антициклоническую формы циркуляции, которые приурочены как к поднятиям дна, так и к его понижениям. Эта особенность указывает на пассивный характер фактора рельефа дна: он лишь видоизменяет циркуляцию, вызванную другими активными факторами.

Скорость движения глубинных и придонных вод в несколько раз ниже скорости поверхностных течений и в среднем составляет около 10 см/с.

Таким образом, общая горизонтальная циркуляция Мирового океана складывается из двух систем течений: поверхностной и глубинной. Физическая природа поверхностной циркуляции - ветровая и термохалинная, глубинной - термохалинная. Граница между течениями проходит в среднем на глубине 1500 м. На юге обе системы связываются самым мощным в Мировом океане Антарктическим циркумполярным течением.

Связь между поверхностной и глубинной горизонтальной циркуляцией осуществляется через механизм вертикальных движений — конвекцию и дивергенцию (расхождение) горизонтальных течений.

Литература

1. Алекин О. А.. Химия океана. - Л.: 1966.
2. Атлас Антарктики. Т. 1. - М. - Л.: Изд. ГУГК МГ СССР, 1966. — 225 с. Т. 2. - Л.: Гидрометеиздат, 1969. — 598 с.
3. Атлас Антарктики. Т. 1. - М. - Л.: Изд. ГУГК МГ СССР, 1966. — 225 с. Т. 2. - Л.: Гидрометеиздат, 1969. — 598 с.

4. Атлас Арктики. - М.: ГУГК при СМ СССР, ААНИИ, 1985. — 204 с.
5. Атлас океанов. Т. 1. Тихий океан. - Л.: Изд. ГУНиО МО СССР, 1974. — 302 с. Т. 2. Атлантический и Индийский океаны. - Л., 1977. — 306 с. Т. 3. Северный Ледовитый океан. - Л., 1980. — 189 с. Приложение „Термины. Понятия. Справочные таблицы. ” - Л., 1980. — 156 с.
6. Богданов Д. В. География Мирового океана. - М.: Наука, 1978. — 120 с.
7. Богданов Д. В. Региональная физическая география Мирового океана. - М.: Высшая школа, 1985. — 175 с.
8. Богданов К. Т. Приливы Мирового океана. — М.: Наука, 1975. — 165 с.
9. Богоров В. Г.. Планктон Мирового океана. - М.: 1974.
10. Богородский В.А., Гусев А.В., Доронин Ю.П., Кузнецова Л.Н., Шифрин К.С. Физика океана. -Л.: Гидрометеиздат, 1978. – 294 с.
11. Будыко М.И. Атлас теплового баланса земного шара. –М.: Изд. АН СССР, 1962.
12. Будыко М.И. Тепловой баланс земной поверхности. –Л.: Гидрометеиздат, 1956. Булгаков Н.П. Конвекция в океане. – М.: Наука, 1975. –272 с.
13. Бурков В. А. Общая циркуляция Мирового океана. - Л.: Гидрометеиздат, 1980. - 253 с.
14. Валло К. Общая география морей. - М. - Л.: Учпедгиз, 1948. — 492 с.
15. Вейль П. Популярная океанография. - Л.: Гидрометеиздат, 1977. –503 с.
16. Гарвей Дж. Атмосфера и океан. Наша жидкая окружающая среда / Под ред. О.И.Мамаева. М.: Прогресс, 1982. –184 с.
17. Гембель А. В. Общая география Мирового океана. - М.: Высшая школа, 1979. — 215 с.
18. Географический энциклопедический словарь. Понятия и термины. - М.: Советская энциклопедия, 1988. — 432 с.
19. География Мирового океана. Т. 1. Экономическая география Мирового океана. - Л.: Наука, 1979. — 311 с. Т. 2. Физическая география Мирового океана. - Л.: Наука, 1980. — 362 с. Т. 3. Тихий океан. - Л.: Наука, 1981. — 388 с. Т. 4. Индийский океан. - Л.: Наука, 1982. — 387 с. Т. 5. Атлантический океан. - Л.: Наука, 1984. — 589 с. Т. 6. Северный Ледовитый и Южный океаны. - Л.: Наука, 1985. — 501 с. Т. 7. Дополнения, понятия, термины. - Л.: Наука, 1986. — 229 с.
20. Гершанович Д.Е., Муромцев А.М. Океанологические основы биологической продуктивности Мирового океана. - Л.: Гидрометеиздат, 1982. –320 с.
21. Глуховский Б.Х. Исследование морского ветрового волнения. – Ленинград: Гидрометеиздат, 1966. –283 с.
22. Границы океанов и морей. - Л.: Изд. Упр. Начальника Гидрографич. Службы ВМФ, 1960. — 51 с.
23. Грузинов В. М. Современные проблемы изучения фронтальных зон Мирового океана. - В кн.: Исследования океанов и морей. - СПб.: Гидрометеиздат, 1995. - С. 19 - 32.
24. Грузинов В.М. Гидрология фронтальных зон Мирового океана. – Л.: Гидрометеиздат, 1986. –272 с.
25. Гусев А.М. Основы океанологии. –М.: И-во МГУ, 1983. –247 с.

26. Дженсен А. Живой мир океанов. - СПб.: Гидрометеиздат, 1994. — 256 с.
27. Дитрих Г. Общая океанография, пер. с нем. -М.: И-во Иностранной литературы, 1962. —465 с.
28. Дитрих Г. Общая океанография. - М.: ИЛ, 1962. — 160 с.
29. Дитрих Г., Калле К. Общее мореведение. - Л.: Гидрометеиздат, 1961. — 462 с.
30. Добровольский А. Д. Об определении водных масс // Океанология, 1961, т. 1, вып. 1. — С. 12 - 24.
31. Доронин Ю. П. Динамика океана. - Л.: Гидрометеиздат, 1980. — 304 с.
32. Доронин Ю. П. Региональная океанология. - Л.: Гидрометеиздат, 1986. - 295 с.
33. Дрейк Ч., Имбри Дж., Кнаус Дж., Турекиан К. Океан сам по себе и для нас. – М.: «Прогресс», 1982. – 470 с.
34. Дуванин А. И. Волновые движения в море. — Л.: Гидрометеиздат, 1968. — 223 с.
35. Дуванин А. И. Приливы в море. — Л.: Гидрометеиздат, 1960. — 187 с.
36. Дуванин А.И. Уровень моря. – Ленинград: Гидрометеиздат, 1956.
37. Егоров Н.И. Физическая океанография / Изд. 2-е дополненное и переработанное. – Ленинград: Гидрометеиздат, 1974. – 456 с.
38. Ерлов Н.Г., Оптика моря, пер. с англ., 2-е исправл. и дополн. изд «Оптической океанографии». –Л.: Гидрометеиздат, 1980. –248 с.
39. Жуков Л.А. Общая океанология /Под ред. Ю.П.Доронина. – Ленинград: Гидрометеиздат, 1976. – 376 с.
40. Залогин Б. С. Океаны. - М.: Просвещение, 1996. — 191 с.
41. Зенкевич Л. А., Фауна и биологическая продуктивность моря, т. 1—2, М., 1947—1951;
42. Зубов Н. Н. Динамическая океанология. - М. - Л.: Гидрометеиздат, 1947. - 430 с.
43. Зубов Н. Н. Морские воды и льды. - М.: Гидрометеиздат, 1938. — 451 с.
44. Зубов Н. Н. Основы учения о проливах Мирового океана. - М.: Географгиз, 1956. — 236 с.
45. Зырянов В.Н. Теория установившихся океанических течений. – Л.: Гидрометеиздат, 1985. – 248 с.
46. Иванов А. Введение в океанографию. –М.: И-во «Мир», 1978. –574 с.
47. К.Клей, Г.Медвин. Акустическая океанография: основы и применения, пер. с англ. –М.: Мир, 1980. –580 с.
48. Каменкович В.М. Основы динамики океана. . – Ленинград: Гидрометеиздат, 1973. – 240 с.
49. Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С. Синоптические вихри в океане. - Л.: Гидрометеиздат, 1987. –511 с.
50. Картер С. Королевство приливов. – Л.: Гидрометеиздат, 1977. –112 с.
51. Краус Е.Б. Взаимодействие атмосферы и океана. – Ленинград: Гидрометеиздат, 1976. – 296 с.

52. Кукса В. И. Промежуточные воды Мирового океана. - Л.: Гидрометеиздат, 1983. — 271 с.
53. Лакомб А. Физическая океанография. - М.: Мир, 1974. — 496 с.
54. Лебедев В. Л. Взаимодействие океана с окружающей средой. - М.: Изд-во МГУ, 1983. — 214 с.
55. Лебедев В. Л. Физико-географическое районирование Мирового океана. - В кн.: География Мирового океана. Т. 2. Физическая география Мирового океана. - Л.: Наука, 1980. — С. 313 - 330.
56. Лебедев В.Л., Айзатуллин Т.А., Хайлов К.М. Океан как динамическая система. - Л.: Гидрометеиздат, 1978. —208 с.
57. Лебедев В.Л., Айзатуллин Т.А., Хайлов К.М. Океан. Активные поверхности и жизнь. - Л.: Гидрометеиздат, 1979. —192 с.
58. Леонтьев О. К. Физическая география Мирового океана. - М.: Изд-во МГУ, 1982. — 200 с.
59. Лерри А.Х., Уокер Дж.М. Система океан – атмосфера. - Л.: Гидрометеиздат, 1979. - 196 с.
60. Мамаев О. И. Физическая океанография: Избранные труды. - М.: Изд-во ВНИРО, 2000. — 364 с.
61. Мамаев О.И. Морские течения. —М.: И-во МГУ, 1986. —105 с.
62. Мамаев О.И. Нулевая динамическая поверхность Мирового океана. - - М.: Изд-во МГУ, 1962. - 219 с.
63. Мамаев О.И. Термохалинный анализ вод Мирового океана. —Л.: Гидрометеиздат, 1987. —296 с.
64. Мамаев О.И. Физическая океанография. Избранные труды. —М.: И-во ВНИРО, 2000. —364 с.
65. Марчук Г. И., Каган Б. А. Океанские приливы. — Л.: Гидрометеиздат, 1977. — 406 с.
66. Миропольский Ю.З. Динамика внутренних гравитационных волн в океане. - Ленинград: Гидрометеиздат, 1981. — 302 с.
67. Моисеев П.А., Биологические ресурсы Мирового океана, М., 1969;
68. Монин А. С., Каменкович В. М., Корт В. Г. Изменчивость Мирового океана. - Л.: Гидрометеиздат, 1974. — 262 с.
69. Монин А.С., Озмидов Р.В. — Океанская турбулентность. - Л.: Гидрометеиздат, 1981. - 200 с.
70. Мурти Т.С. Сейсмические морские волны цунами / Под ред. А.В.Некрасова. — Ленинград: Гидрометеиздат, 1982. — 448 с.
71. Наука об океане /Под ред. О.И.Мамаева. — М.: Прогресс, 1981. — 392 с.
72. Нейман Г. Океанские течения. - Л.: Гидрометеиздат, 1973. - 207 с.
73. Некрасов А. В. Приливные волны в окраинных морях. — Л.: Гидрометеиздат, 1975. — 299 с.
74. Нешиба С. Океанология: современные представления о жидкой оболочке Земли. -М.: Мир, 1991. —415 с.
75. Океанографическая энциклопедия. - Л.: Гидрометеиздат, 1974. — 630 с.

76. Океанология. Биология океана. Т. 1. Биологическая структура океана. - М.: Наука, 1977. — 398 с. Т. 2. Биологическая продуктивность океана. - М.: Наука, 1977. — 400 с. Физика океана. Т. 1. Гидрофизика океана. - М.: Наука, 1978. — 456 с. Т. 2. Гидродинамика океана. - М.: Наука, 1978. — 455 с. Химия океана. Т. 1. Химия вод океана. - М.: Наука, 1979. — 520 с. Т. 2. Геохимия донных осадков. - М.: Наука, 1979. — 487 с.
77. Перри А.Х., Уокер Дж.М. Система океан-атмосфера. -Л.: Гидрометеиздат, 1979. -196 с.
78. Плахотник А.Ф. Физическая океанология. Краткий обзор важнейших исследований. -М.: И-во «Наука», 1973. -128 с.
79. Праудмен Дж. Динамическая океанография. - М.: Иностранная литература, 1957. — 418 с.
80. Расс Т. С. Биogeографическая основа районирования рыбопродуктивных зон Мирового океана. - В кн.: Биологические ресурсы Мирового океана. - М.: Наука, 1979. — С. 48 - 83.
81. Ржонсницкий В. Б. Проблемы каналовой теории приливов. — Л.: Гидрометеиздат, 1973. — 157 с.
82. Ржонсницкий В.Б. Приливные движения. - Л.: Гидрометеиздат, 1979. -244 с.
83. Риффо К. Будущее - океан. - Л.: Гидрометеиздат, 1978. — 272 с.
84. Саруханян Э. И., Смирнов Н. П. Водные массы и циркуляция Южного океана. - Л.: Гидрометеиздат, 1986. — 287 с.
85. Смирнов Г.Н. Океанология: Учеб. для вузов. 2-е изд., перераб и доп. - М.: Высш. Школа, 1981. - 407 с.
86. Снежинский В.А. Практическая океанография (работы в открытом море). - Л.: Гидрометеиздат, 1954. -671 с.
87. Степанов В. Н. Мировой океан. Динамика и свойства вод. - М.: Знание, 1974. — 256 с.
88. Степанов В. Н. Океаносфера. - М.: Мысль, 1983. — 270 с.
89. Степанов В. Н. Природа Мирового океана. - М.: Просвещение, 1982. — 190 с.
90. Степанов В.Н., Шагин В.А. Типы изменения солености воды по вертикали в Мировом океане. -ДАН, 1961. т. 136, № 4.
91. Степанов В.Н.Океаносфера. -М.: И-во «Мысль», 1983. -271 с.
92. Стоммел Генри. Гольфстрим. Физическое и динамическое описание. -М.: ИЛ, 1963. - 248 с.
93. Суховой В. Ф. Моря Мирового океана. - Л.: Гидрометеиздат, 1986. — 282 с.
94. Толмазин Д.. Океан в движении. - Л.: Гидрометеиздат, 1976. -176 с.
95. Триккер Р. Бор, прибой, волнение и корабельные волны. - Ленинград: Гидрометеиздат, 1969. - 286 с.
96. Федоров К. Н. Избранные труды по физической океанологии. - Л.: Гидрометеиздат, 1991. — 310 с.

97. Федоров К. Н. Физическая природа и структура океанических фронтов. - Л.: Гидрометеиздат, 1983. — 296 с.
98. Физика океана// Под ред. Ю.П.Доронина. – Л.: Гидрометеиздат, 1978. –294 с.
99. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. – Ленинград: Гидрометеиздат, 1980. – 320 с.
100. Хільчевський В.К., Дубняк С.С. Основи океанології. –Київ: Видавнично-поліграфічний центр «Київський університет», 2001. –242 с.
101. Хела И., Левасту Т. Промысловая океанография, пер. с англ. - Л.: Гидрометеиздат, 1974. –295 с.
102. Хела И., Левасту Т., Промысловая океанография, пер. с англ., М., 1970;
103. Черкесов Л.В. Гидродинамика поверхностных и внутренних волн. – Киев: Наукова Думка, 1976. – 363 с.
104. Шамраев Ю.И., Шишкина Л.А. Океанология. - Л.: Гидрометеиздат, 1980. -382 с.
105. Шокальский Ю. М. Океанография. - Л.: Гидрометеиздат, 1959. - 537 с.
106. Штокман В. Б. Ветровой нагон и горизонтальная циркуляция в замкнутом море небольшой глубины. - В кн.: Избр. труды по физике моря. - Л.: Гидрометеиздат, 1970. - 233 с.
107. Шулейкин В. В. Физика моря, 4 изд. -М.: Наука, 1968. –1083 с.
108. Sverdrup H.V., Johnson M.W., Fleming R.H. The oceans, their physics, chemistry and general biology. New York: Prentice-Hall, Inc.Englewood Cliffs, 1942. –1060 pp.

Последняя редакция 14.06.2006