

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

Ю.Ф.Безруков, А.Н.Тамайчук

Течения в Мировом океане

Учебное пособие



Симферополь 2001

Безруков Юрий Федорович
Тамайчук Андрей Николаевич
Течения в Мировом океане

Учебное пособие. - Симферополь: Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, 2001. – 52 с.

Учебное пособие посвящено одной из наиболее интересных проблем современной океанологии - теоретическому изучению течений в Мировом океане. Показаны основные силы, вызывающие движение в океане. Представлены сведения о математическом решении направления и скорости плотностных и дрейфовых течений. Дается географическая характеристика течений в различных океанах.

Учебное пособие в первую очередь предназначено для студентов-географов, а также читателей, которые проявляют интерес к познанию циркуляции Мирового океана.

Оглавление

Введение.....	3
I. Циркуляция вод Мирового океана	6
1.1. Основные силы, действующие в океане	6
1.2. Классификация течений	8
II. Градиентные течения.....	11
2.1. Плотностные течения.	11
2.2. Нестрогий вывод формулы для расчета плотностных течений	13
2.2. Построение карт плотностных течений	16
2.3. Методы определения нулевой поверхности	19
2.4. Градиентные течения в однородном море	20
2.4.1. Глубина моря больше слоя трения – $H > D'$	21
2.4.2. Глубина моря меньше слоя трения - $H < D'$	22
2.5. Строгий вывод формулы для расчета плотностных течений ...	23
III. Дрейфовые течения.....	27
3.1. Дрейфовые течения в бесконечно глубоком море	28
3.2. Дрейфовые течения в море конечной глубины.....	34
3.3. Суммарные течения	36
3.4. Приливные течения	40
IV. Географическое распределение течений	42
4.1. Циркуляция поверхностных вод	45
4.1. Циркуляция глубинных и придонных вод	48
Л и т е р а т у р а.....	54

"... 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

Введение

Океанические течения – это поистине грандиозное 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 Индийского¹, – 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.

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

¹ Северный Ледовитый океан настолько отличается от других океанов по размерам и особенностям режима вод, что его иногда считают морем Атлантического океана.

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 противотечения². Круговороты умеренных широт менее стабильны и значительно меньше по размерам. Системы поверхностных течений удивительно похожи в своих основных чертах и отличаются лишь деталями.

² «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.

1. Циркуляция вод Мирового океана

1.1. 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*, воздействующими 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 распределенного над океаном атмосферного давления и приливообразующие силы*. Последние вызывают только периодические движения воды, связанные с приливными колебаниями, и поэтому обычно не рассматриваются. Суть действия 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* иногда 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.

Течения характеризуются *направлением, скоростью и расходом*.

Направление течения измеряется *в градусах* и указывает, куда *перемещается поток воды*. Скорость течения измеряется в м/с или в узлах ($1 \text{ уз} = 0,5144 \text{ м/с}$ или 1 морская миля (1852 м) в час). Расход – *в кубических метрах в секунду или свердрупах* ($1 \text{ св} = 1 \text{ млн. м}^3 \text{ сек}^{-1}$).

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

1.2. 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. *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.
экваториальные течения,
экваториальной полосе.

В особый тип выделяются
приуроченные к узкой

По временным изменениям направления выделяют *постоянные течения*, колебание 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, Куроисио - узкое быстрое струйное течение, относящееся к западным пограничным, и переносящее теплую воду от экватора к северному полюсу.

Как сказано выше, морские течения классифицируют по различным признакам. Но 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 повышением уровня у берегов и в устьевых участках рек береговым стоком;

г) Плотностные (конвекционные), обусловленные горизонтальным градиентом плотности воды.

Все градиентные течения, кроме плотностных, рассчитываются и обосновываются идентично.

2. **Ветровые**, обусловленные совместным воздействием влекущего действия ветра и наклона уровня, вызванного непосредственным действием ветра и перераспределением плотности, и **дрейфовые**, обусловленные только влекущим действием ветра³.

3. **Приливные**, вызванные приливными волнами.

II. Градиентные течения

2.1. 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**.

³ Течения, наблюдаемые после прекращения действия силы, вызвавшей их, называются инерционными

Рассмотрим вертикальный разрез через водную толщу (рис. 1).

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_1 и p_2 . На каждую частицу будет действовать сила градиента гидростатического давления, направленная вверх перпендикулярно соответствующей изобарической поверхности и равная:

$$\alpha \frac{dp}{dn}, \quad \text{где:}$$

α - удельный объём;

$\frac{dp}{dn}$ – градиент гидростатического давления.

Примем величину градиента $\frac{dp}{dn}$ в точках m_1 , m , m_2 одинаковой. Тогда сила градиента давления $\alpha \frac{dp}{dn}$, 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.*

Углом пересечения и градиентами изобарических и изостерических поверхностей определяется и число соленидов.

Соленид – это трубка, образуемая парными изобарическими и изостерическими поверхностями, проведёнными через единицу давления и удельного объёма.

Чем больше число соленидов 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 соленидов и скоростью течения.

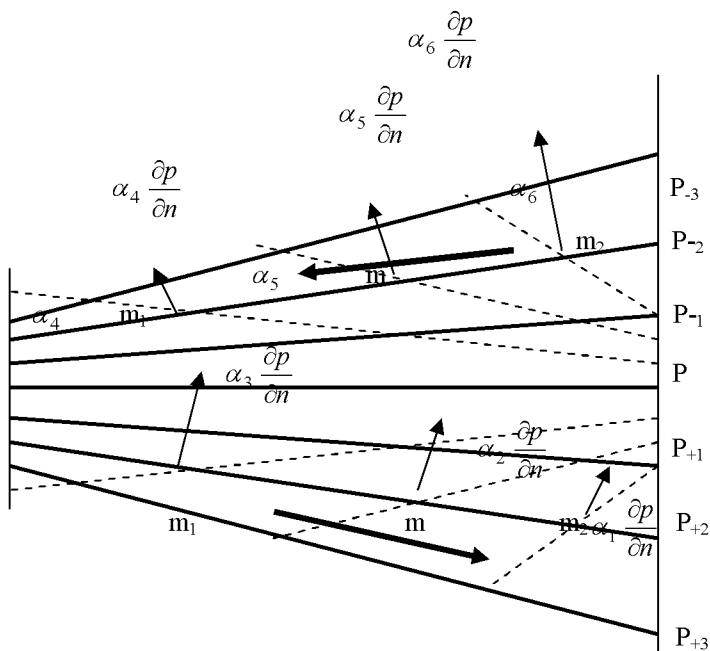


Рис. 1. Схема возникновения циркуляции

В реальном море удельный объём с глубиной уменьшается: $\alpha_1 < \alpha_2 < \dots < \alpha_6$.

2.2. Нестрогий вывод формулы для расчета плотностных течений

Рассмотрим взаимное положение изобарических и изопотенциальных поверхностей. 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 (рис. 2).

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 .

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 \mathbf{g} на две составляющие: $g \sin \beta$ и $g \cos \beta$.

Сила $g \sin \beta$ оказывается неуравновешенной, тогда как:

$$\alpha \frac{dp}{dn} = g \cos \beta$$

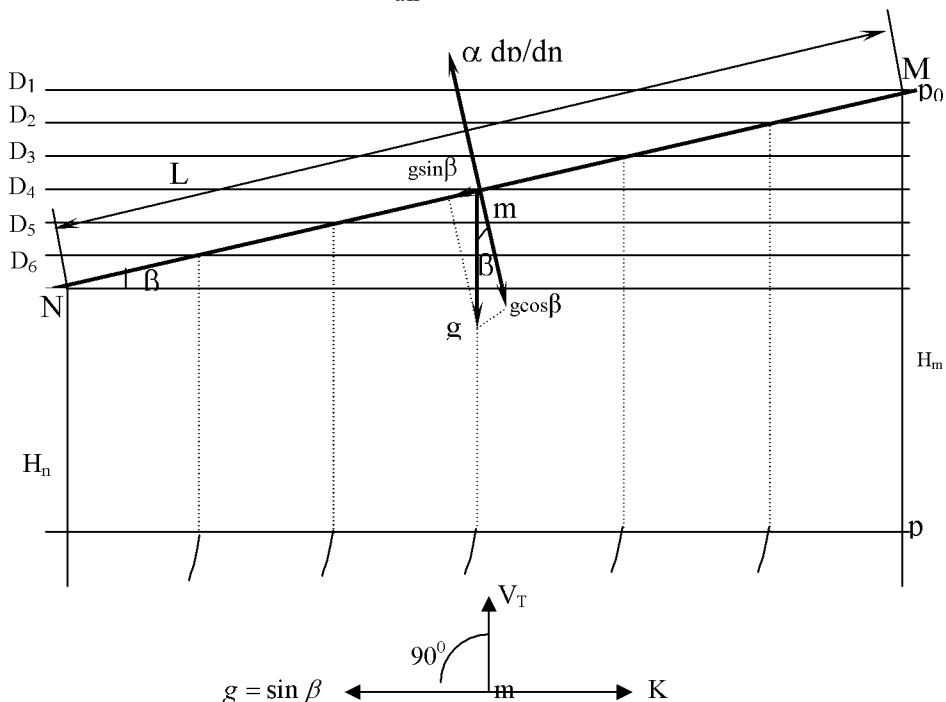


Рис. 2. К выводу формулы для расчёта плотностных течений

Под действием $g \sin \beta$ частица \mathbf{m} будет перемещаться со скоростью \mathbf{V}_T . Но на неё начнёт действовать сила Кориолиса, пропорциональная скорости движения и направленная к ней под углом 90° вправо (в северном полушарии):

$$\mathbf{K} = 2\omega \mathbf{V}_T \sin \varphi, \quad \text{где:}$$

\mathbf{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:

$$V_T = \frac{D_M - D_N}{2\omega l \sin \varphi}$$

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 $9,81 \text{ м/с}^2$, то совершённая работа будет равна единице работы, которая называется *динамическим дециметром*. (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_1} , то формула скорости течения примет следующий вид:

$$V_T = V_{T_0} - V_{T_1} = \frac{D_M - D_N}{2\omega l \sin \varphi}$$

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.*

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.

2.2. Построение 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 изобарическими поверхностями.

Учитывая, что плотность воды ρ есть величина, обратная удельному объёму α , то есть:

$$\rho = \frac{1}{\alpha},$$

то можно записать:

$$\alpha dp = -g dz$$

Проинтегрировав это выражение, получим:

$$\int_p^{p_0} \alpha dp = - \int_z^0 g dz = gz = D$$

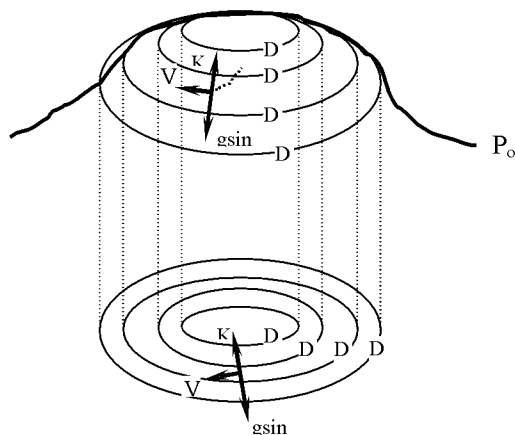


Рис 3. Динамические изобаты при сложном рельефе поверхности моря.

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:

$$V_t = (\alpha - 0,9) \cdot 10^3, \text{ где:}$$

V_t – условный удельный объём.

$$\text{Откуда:} \quad \alpha = V_t \cdot 10^{-3} + 0,9$$

Формула принимает вид:

$$D = \sum_p^{p_0} V_t \cdot 10^{-3} \Delta p + \sum_p^{p_0} 0,9 \Delta p, \text{ где:}$$

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.

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:

$$V_{T_0} = \Delta DM$$

2.3. Методы определения нулевой поверхности

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.

Методы определения нулевой поверхности в океане:

Немецкий учёный **Дитрих** предложил принимать за нулевую, поверхность 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.

2.4. 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 стоны 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. $\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = 0$

На частицу воды, взятую на изобарической поверхности P_0 , будут действовать две силы: сила, обусловленная градиентом гидростатического давления $\propto \frac{\partial p}{\partial n}$, и сила тяжести g (рис. 4 а).

2.4.1. Глубина моря больше слоя трения – $H > D'$

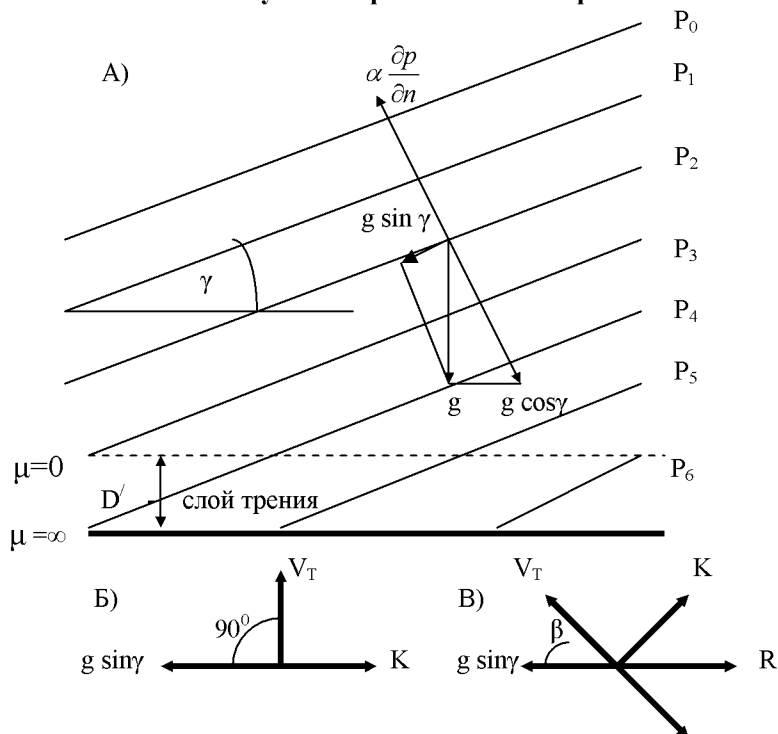


Рис. 4. К выводу формулы для расчета градиентных течений

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:

Разложим силу тяжести на две составляющие: перпендикулярную к изобарической поверхности и параллельную ей. Первая составляющая, равная $g \cos \gamma$, уравнивается силой градиента гидростатического давления $\propto \frac{\partial p}{\partial n}$. Вторая, равная $g \sin \gamma$, оказывается неуравновешенной и вызывает движение масс воды.

Но с началом движения возникает вторичная сила – отклоняющая сила вращения Земли K . При установившемся движении отклоняющая сила вращения Земли K должна быть равна действующей силе $g \sin \gamma$ и направлена в противоположную сторону (рис.4 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

$$V_T = \frac{g \sin \beta}{2\omega \sin \varphi}$$

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.

2.4.2. 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 перпендикулярное к направлению вектора течения и к нему направление: $g \sin \gamma \cos \beta = T$
 $g \sin \gamma \sin \beta = K$

Откуда $\operatorname{tg} \beta = \frac{K}{T}$, или, учитывая, что $K = 2\omega V_T \sin \phi$, а $T = \mu V_T$,

получим:
$$\operatorname{tg} \beta = \frac{2\omega \sin \phi}{\mu},$$

Скорость течения можно определить, возведя оба члена равенства

$$g \sin \gamma \cos \beta = T$$

$$g \sin \gamma \sin \beta = K$$

в квадрат и сложив их почленно

$$(g \sin \gamma)^2 = T^2 + K^2, \text{ или}$$

$$(g \sin \gamma)^2 = (\mu V_T)^2 + (2\omega V_T \sin \phi)^2, \text{ откуда}$$

$$V_T = \frac{g \sin \gamma}{\sqrt{\mu^2 + (2\omega \sin \phi)^2}}$$

Из уравнений $\operatorname{tg} \beta = \frac{2\omega \sin \phi}{\mu}$, $V_T = \frac{g \sin \gamma}{\sqrt{\mu^2 + (2\omega \sin \phi)^2}}$ следует, что с

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.

2.5. Строгий вывод формулы для расчета плотностных течений

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, соленость, 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^{-1} - 10^{-5}) меньше горизонтальных. Это обстоятельство дает возможность при изучении многих задач о течениях *пренебрегать составляющей вертикальной*

скорости и. 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:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= 2\omega v \sin \varphi - \alpha \frac{\partial p}{\partial x} + \alpha \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -2\omega u \sin \varphi - \alpha \frac{\partial p}{\partial y} + \alpha \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \\ g - \alpha \frac{\partial p}{\partial z} &= 0, \text{ где}\end{aligned}$$

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 XOY 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:

$$\begin{aligned}0 &= 2\omega v \sin \varphi - \alpha \frac{\partial p}{\partial x} + \alpha \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ 0 &= -2\omega u \sin \varphi - \alpha \frac{\partial p}{\partial y} + \alpha \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\end{aligned}$$

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.

$$\alpha \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2\omega v \sin \varphi = 0$$

Получим:

$$\alpha \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2\omega u \sin \varphi = g \sin \gamma$$

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2a^2 v &= 0 \\ \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2a^2 u &= \frac{g \sin \gamma}{\alpha \mu} \end{aligned}$$

только от координаты Z , получим:

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.

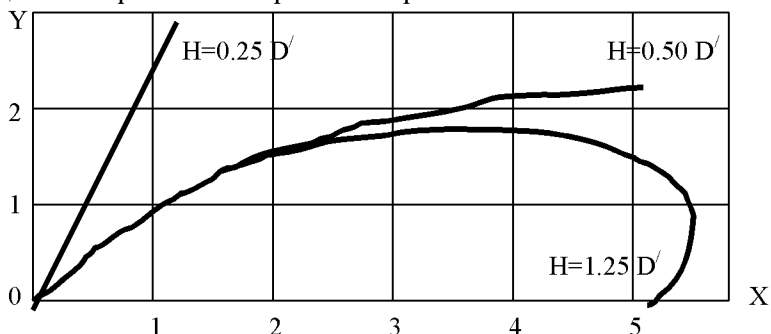


Рис. 5. Годографы скорости градиентного течения в однородном море

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.5 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

$$V_T = \frac{g \sin \beta}{2\omega \sin \phi}.$$

В придонном слое толщиной D' течение переменное по величине и направлению, на верхней границе слоя оно равно течению верхнего слоя V_T , а у дна – нулю.

Определим потоки воды, переносимые градиентным течением. Они представляют сумму произведений из средней скорости течения - \vec{v}_T в данном слое на толщину слоя - Δz . Эта сумма берется по всей толще воды –

Н 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 формулами: $\Phi_x = \int_0^H u dz,$

$$\Phi_y = \int_0^H V_T dz.$$

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 - $\Phi_y = \frac{D' g \sin \gamma}{4\pi\omega \sin \phi}$ и действует в слое трения D' . 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 .

III. 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).
- Океан однороден по плотности $\rho = \text{const}$, а вода несжимаема (следовательно, и удельный объём постоянен).
- Поверхность океана горизонтальна, стока 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 $\omega = 0$.
- 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 ($z \rightarrow \infty$) и моря конечной глубины ($z=h$).*

3.1. Дрейфовые течения в бесконечно глубоком море

Граничные условия:

1) 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.

$$T_x = -\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{z=0} = 0; \quad T_y = -\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)_{z=0}$$

2) На большой глубине должно выполняться требование ограничения скорости, поскольку скорости величины конечные, т.е. $(u)_{z=\infty} = (v)_{z=\infty} = 0$.

3) 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

$$T = \mu a \sqrt{2} c_2 \cos(\psi_2 + 45^\circ)$$

$$0 = -\mu a \sqrt{2} c_2 \sin(\psi_2 + 45^\circ)$$

$$\text{Откуда следует, что } \psi_2 = -45^\circ, \quad c_2 = \frac{T}{\mu a \sqrt{2}}$$

Из уравнений

$$u = c_2 e^{-az} \cos(az + \psi_2)$$

$$v = -c_2 e^{-az} \sin(az + \psi_2) \quad \text{также следует, что при } z=0 \text{ и } \psi_2 = -45^\circ$$

$$u = c_2 \frac{\sqrt{2}}{2} \quad \text{и} \quad v = c_2 \frac{\sqrt{2}}{2}. \quad \text{Следовательно, } u^2 + v^2 = c_2^2 =$$

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:

$$u = U_0 e^{-az} \cos(45^\circ - az)$$

$$v = U_0 e^{-az} \sin(45^\circ - az),$$

где

$$U_0 = \frac{T}{\mu a \sqrt{2}} = \frac{T}{\sqrt{2} \mu \omega \sin \varphi}$$

Следовательно, абсолютная величина скорости дрейфового течения на поверхности пропорциональна силе трения, возникающей при движении воздуха над водной поверхностью.

Из уравнений

$$u = U_0 e^{-az} \cos(45^\circ - az)$$

$$v = U_0 e^{-az} \sin(45^\circ - az)$$

следует, что **вектор скорости дрейфового течения на поверхности отклонен от направления дующего ветра на угол 45° 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.**

$$\text{Так при } z=D \quad U_D = \frac{1}{23} U_0, \quad \text{при } z=2D \quad U_D = \frac{1}{535} U_0$$

В слое трения от 0 до D кинетической энергии дрейфового

сосредоточена основная часть течения.

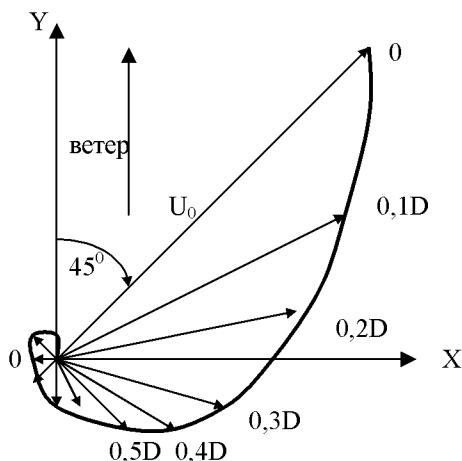


Рис. 6. Годограф скорости дрейфового течения в бесконечно глубоком море

На рис. 6 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)⁴. Эти две силы приложены сразу ко всем точкам

⁴ Поверхностной эту силу называют в противоположность объёмным (например, силам тяжести, Кориолиса, барического градиента).

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 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.7). 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.

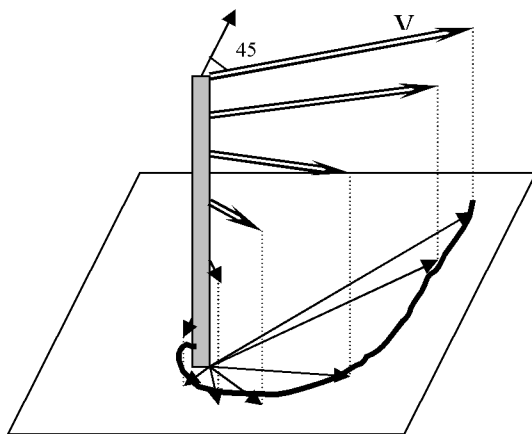


Рис.7. Перспективное представление дрейфового течения на различных глубинах (спираль Экмана).

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 :

$$\Phi_x = \int_0^{\infty} u \, dz,$$

$$\Phi_y = \int_0^{\infty} v \, dz.$$

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.

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 удавалось⁵.

⁵ В случае моря конечной глубины полный поток в направлении ветра имеет конечную величину, а не равен нулю как в бесконечном океане, но эта величина

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.

3.2. Дрейфовые течения в море конечной глубины

За исходные уравнения для определения скорости течения, как и в случае бесконечно глубокого моря, принимаются уравнения:

$$u = c_1 e^{az} \cos(az + \psi_1) + c_2 e^{-az} \cos(az + \psi_2)$$

$$v = c_1 e^{az} \sin(az + \psi_1) - c_2 e^{-az} \sin(az + \psi_2).$$

чрезвычайно мала по сравнению с составляющей полного потока, направленной перпендикулярно ветру.

Однако в случае моря конечной глубины вводится новая переменная $\zeta = h - z$, представляющая высоту над дном рассматриваемой точки. Тогда предыдущие уравнения записываются следующим образом:

$$u = c_1 e^{a\zeta} \cos(a\zeta + \psi_1) + c_2 e^{-a\zeta} \cos(a\zeta + \psi_2)$$

$$v = c_1 e^{a\zeta} \sin(a\zeta + \psi_1) - c_2 e^{-a\zeta} \sin(a\zeta + \psi_2).$$

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. Ход решения предыдущей системы уравнений громоздкий, и здесь он не приводится.

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 1.

Таблица 1

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. 8.

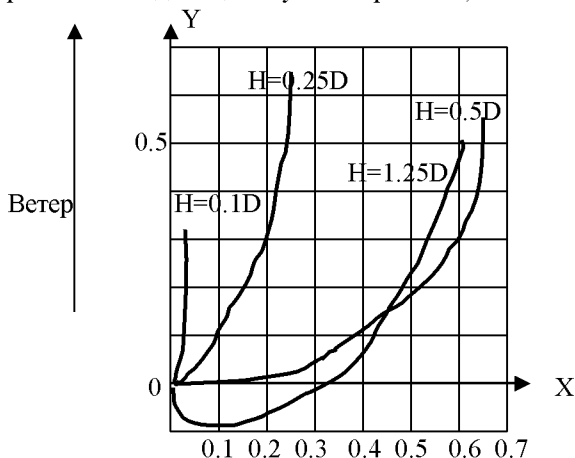


Рис. 8. Годограф скорости дрейфового течения в море конечной глубины

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.

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.

3.3. Суммарные течения

Градиентные и дрейфовые течения наблюдаются в море не раздельно, а совместно, образуя *непериодические суммарные течения*.

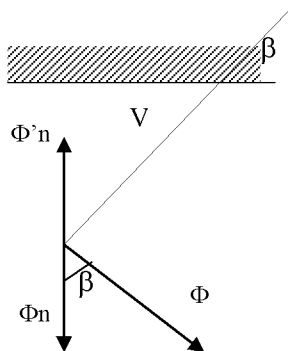
Дрейфовое течение приводит к переносу масс воды и сгону или нагону, особенно ярко выраженному в прибрежной полосе. Поэтому, если в открытом море можно допустить существование только дрейфовых и плотностных течений, в прибрежной полосе необходимо рассматривать одновременное действие дрейфовых и градиентных 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.

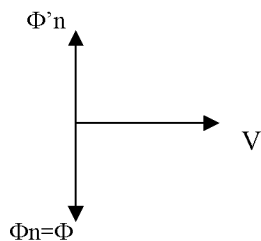
Пусть ветер дует под углом β к берегу. В зависимости от величины угла β ветер, создающий дрейфовое течение, и поток воды, имеющий направление, перпендикулярное к действию ветра, будут вызывать сгон и нагон воды. *Наибольший сгон или нагон воды при сделанных допущениях будет наблюдаться тогда, когда ветер дует параллельно береговой черте. Если ветер дует перпендикулярно к береговой черте, то ни сгона, ни нагона происходит не будет.*

Для сгона или нагона воды дрейфового течения Φ , а перпендикулярно к береговой черте Φ_n .

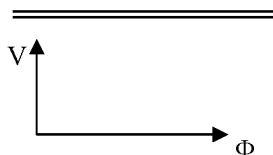
Сгон воды



Максимальный сгон воды

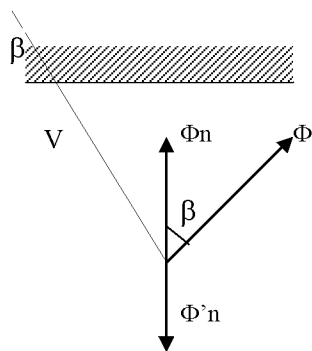


Отсутствие нагона воды

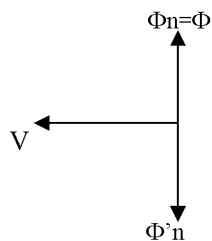


имеет значение не полный поток составляющая, направленная

Нагон воды



Максимальный нагон воды



Отсутствие сгона воды



Рис. 9. 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 дальнейшего 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:

$$\Phi_n = \frac{U_0 D}{\pi \sqrt{2}} \cos \beta \quad \Phi'_n = \frac{D' g \sin Y}{4 \pi \omega \sin \varphi} \quad , \text{ где:}$$

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:

$$\frac{U_0 D}{\pi \sqrt{2}} \cos \beta = \frac{D' g \sin Y}{4 \pi \omega \sin \varphi}$$

Или, учитывая, что $D' = D$:

$$U_0 \sqrt{2} \cos \beta = \frac{g \sin Y}{2 \omega \sin \varphi} = V_T$$

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:

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.

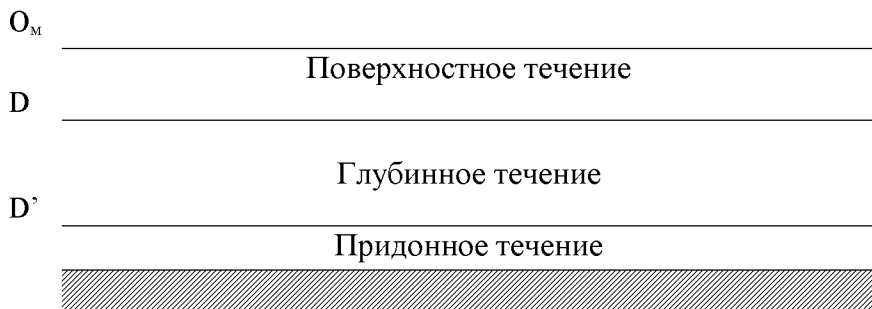


Рис. 10. Циркуляция вод под действием ветра у приглубого отвесного берега.

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.

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.

3.4. 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.

Если от одной точки нанести вектора наблюденных 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*⁶.

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 большей 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.

Так как теория приливных течений разработана слабо, она не даёт возможности предвычислять их теоретически. Поэтому для практических

⁶ Реверсивные течения представляют собой течения возвратно-поступательного характера, периодически меняющие своё направление на обратное при минимальных и даже нулевых значениях скорости.

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.

18

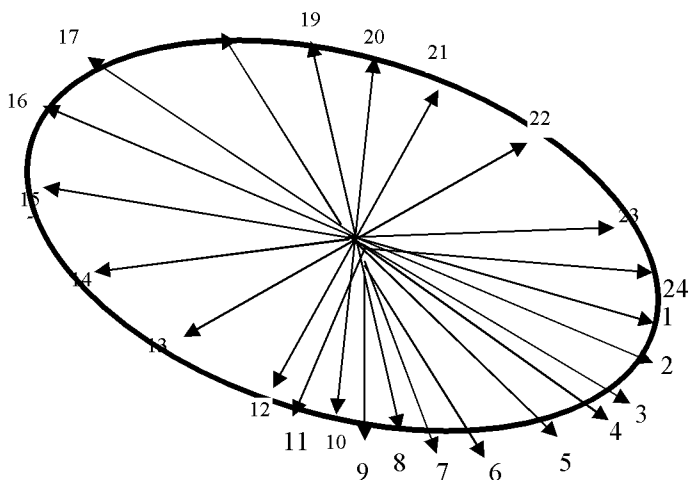


Рис. 11. Годограф вращательного приливного течения
(Цифры показывают часы полной воды)

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.

IV. 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 приводимых на карте и тем больше, чем меньше устойчивость течений.*

Устойчивость или постоянство течения по направлению определяется отношением скорости течения, полученной как среднегеометрическое из всех наблюдений в данной точке к среднеарифметической 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 40^0 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 $40-45^0$. 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° 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, Курсио, 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, Ойясио, 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 2⁰ ю. ш. до 2⁰ 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.

4.1. 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 (Гонолульский или Гавайский), Южно-Атлантический, Южно-Индийский и Южно-Тихоокеанский, Исландский и Алеутский минимумы, Арктический и Антарктический максимумы. 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.* 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.

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 Куроисио, 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-Индоканское 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, идущем на северо-запад вдоль материкового склона Берингова моря), Камчатским, Ойясио.

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.

4.1. 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.

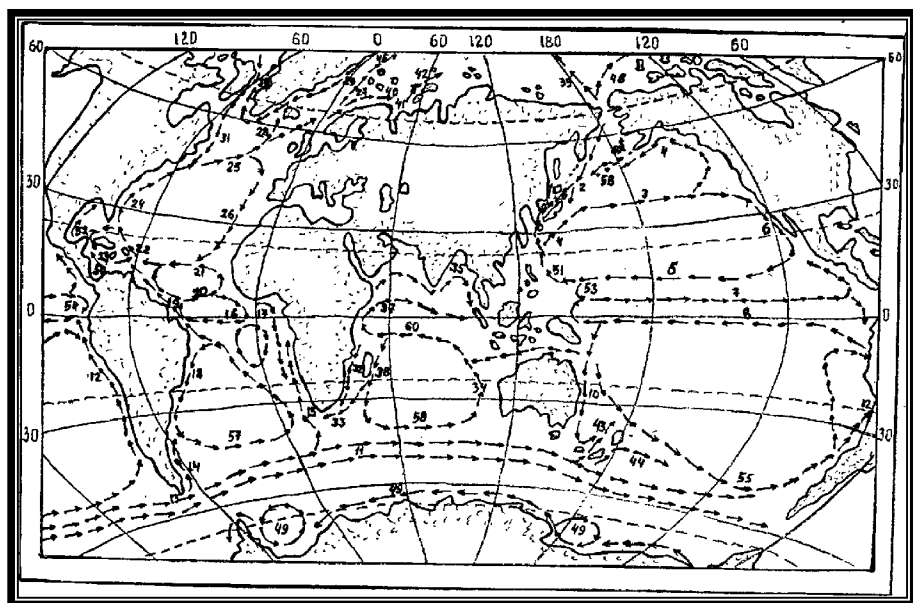


Рис. 12. Схема течений Мирового океана

Основные течения

Южный океан

Прибрежное Антарктическое
Антарктическое циркумполярное
(АЦТ)
Южная ветвь Антарктического
циркумполярного течения

Атлантический

Южно-Атлантическое
Антильское
Игольное
Канарское
Бразильское
Гольфстрим
Бенгельское
Северо-Атлантическое
Южное пассатное
Лабрадорское
Ангольское
Ирмингера
Гвианское
Баффиново
Межпассатное противотечение
Западно-Гренландское
Гвинейское
Флоридское
Зеленого Мыса
Северное пассатное

Северный Ледовитый

Норвежское
Нордкапское
Мурманское
Новоземельское
Тихоокеанское
Трансарктическое
Восточно-Гренландское
Спираль Бофорта

Мирового океана

Индийский

Южно-Индоокеанское
Западно-Австралийское
Мадагаскарское
Южное пассатное
Сомалийское
Западно-Бенгальское
Межпассатное противотечение
Восточно-Бенгальское
Западно-Аравийское
Юго-западное муссонное
Северо-восточное муссонное
Агульсово

Тихий океан

Западно-Новозеландское
Калифорнийское
Восточно-Новозеландское
Курисио
Восточно-Австралийское
Северо-Тихоокеанское
Южно-Тихоокеанское
Ойясио
Перуанское
Алеутское
Южное пассатное
Аляскинское
Перу-Чилийское
Камчатское
Межпассатное противотечение
Поперечное
(Беринговоморское)
Минданао
Тайваньское
Северное пассатное
Коралловое
Мексиканское
Гватемальское

Л и т е р а т у р а

1. Булгаков Н.П. Конвекция в океане. – М.: Наука, 1975. –272 с.
2. Бурков В.А. Общая циркуляция Мирового океана. - Л.: Гидрометеиздат, 1980. - 252 с.
3. Дитрих Г. Общая океанография. - М.: ИЛ, 1962. — 160 с.
4. Егоров Н. И. Физическая океанография. - Л.: Гидрометеиздат, 1974. - 455 с.
5. Жуков Л.А. Общая океанология. - Л.: Гидрометеиздат, 1976. - 376 с.
6. Зубов Н. Н. Динамическая океанология. - Л.: Гидрометеиздат, 1947. - 346 с.
7. Зырянов В.Н. Теория установившихся океанических течений. – Л.: Гидрометеиздат, 1985. – 248 с.
8. Кука В.И. Промежуточные воды Мирового океана. - Л.: Гидрометеиздат, 1983. - 273 с.
9. Лерри А.Х., Уокер Дж.М. Система океан – атмосфера. - Л.: Гидрометеиздат, 1979. - 196 с.
10. Мамаев О. И. Физическая океанография: Избранные труды. – М.: Изд-во ВНИРО, 2000. – 364 с.
11. Мамаев О. И. Морские течения. - М.: Изд-во МГУ, 1986. - 103 с.
12. Мамаев О.И. Нулевая динамическая поверхность Мирового океана. - - М.: Изд-во МГУ, 1962. - 219 с.
13. Монин А.С., Озмидов Р.В. – Океанская турбулентность. - Л.: Гидрометеиздат, 1981. - 200 с.
14. Стоммел Г. – Гольфстрим. – М.: Изд-во иностр. литер., 1963. – 248 с.
15. Наука об океане /Под ред. О.И.Мамаева. – М.: Прогресс, 1981. – 392 с.
16. Нейман Г. Океанские течения. - Л.: Гидрометеиздат, 1973. - 207 с.
17. Толмазин Д.М. Океан в движении. - Л.: Гидрометеиздат, 1976. - 175 с.
18. Шамраев Ю. И., Шишкина Л. А. Океанология. - Л.: Гидрометеиздат, 1980. - 195 с.
19. 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.
20. Шокальский Ю. М. Океанография. - Л.: Гидрометеиздат, 1959. - 537 с.
21. Шулейкин В. В. Краткий курс физики моря. - Л.: Гидрометеиздат, 1959.- 589 с
22. Шулейкин В. В. Физика моря. - М., 1968. - 420 с.
23. 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.