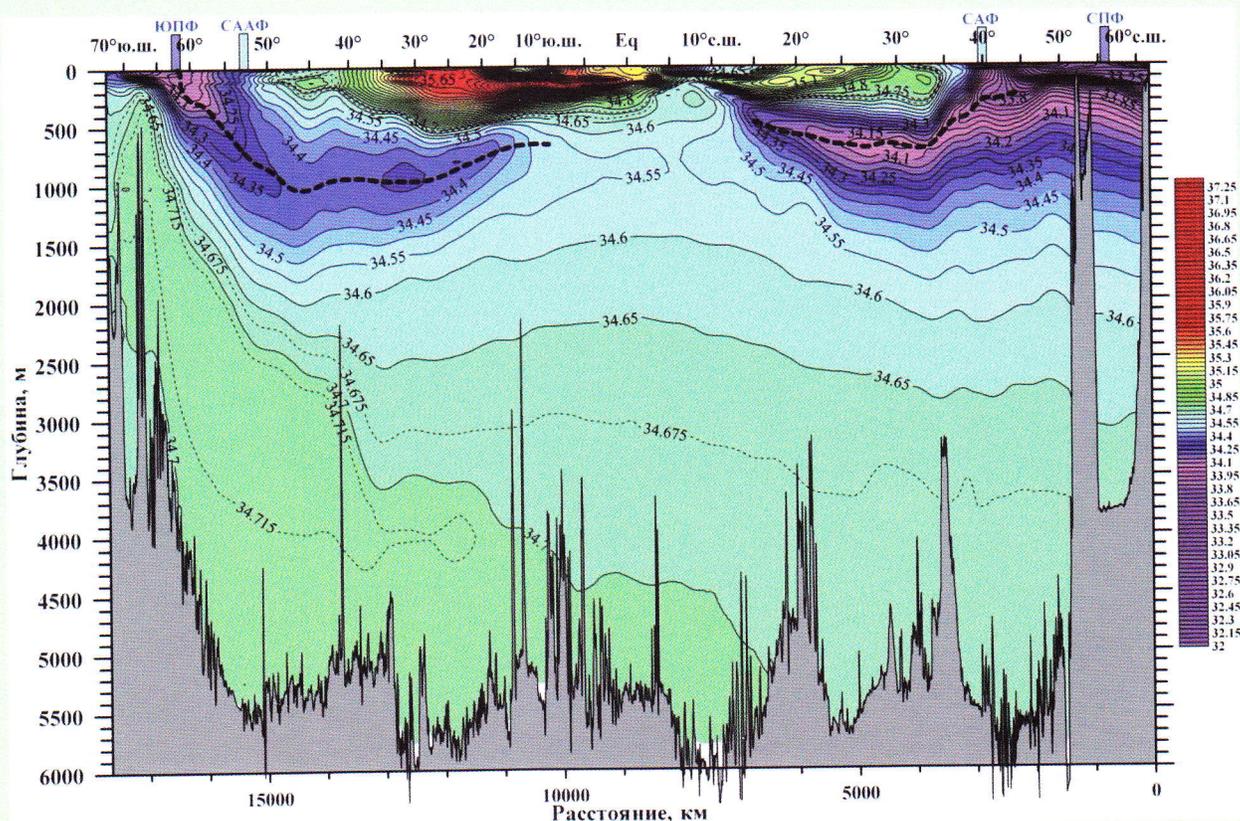




М. Н. Кошляков, Р. Ю. Тараканов

ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИЧЕСКУЮ ОКЕАНОГРАФИЮ



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО–ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

М. Н. Кошляков, Р. Ю. Тараканов

ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИЧЕСКУЮ ОКЕАНОГРАФИЮ

*Допущено
Учебно–методическим объединением
высших учебных заведений Российской Федерации
по образованию в области прикладных математики и физики
в качестве учебного пособия для студентов вузов
по направлению подготовки «Прикладные математика и физика»*

МОСКВА
МФТИ
2014

УДК551.46(075)
ББК 26.221я73
К76

Рецензенты

Доктор географических наук, член-корреспондент РАН, зам. декана географического факультета МГУ, *Добролюбов Сергей Анатольевич*

Доктор географических наук, главный научный сотрудник Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН, *Филлюшкин Борис Никанорович*

Кошляков, М. Н. и Тараканов, Р. Ю.

К76 Введение в физическую океанографию: учеб. пособие. – М. : МФТИ, 2014, – 142 с.
ISBN 978-5-7417-0543-8

Для студентов кафедры термогидромеханики океана Московского физико-технического института. Книга может быть полезной студентам МФТИ смежных специальностей, а также студентам других вузов, аспирантам и научным работникам, специализирующимся в области океанологии и геофизики.

УДК 551.46(075)
ББК 26.221я73

ISBN 978-5-7417-0543-8

© Кошляков М. Н., Тараканов Р. Ю., 2014
© Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	4
ГЛАВА 1. Общие сведения о Мировом океане	5
1.1. География и рельеф дна Мирового океана	5
1.2. Химический состав морской воды	6
1.3. Некоторые физические свойства морской воды	8
1.4. Морской лёд.....	12
Рисунки к главе 1	17
ГЛАВА 2. Термохалинная структура океана	24
2.1. Потоки тепла и влаги на поверхности океана	24
2.2. Соленость вод Мирового океана	26
2.3. Температура и плотность вод Мирового океана.....	29
Рисунки к главе 2	32
ГЛАВА 3. Крупномасштабные океанские течения	65
3.1. Поток импульса на поверхности океана и чисто дрейфовое течение.....	65
3.2. Физическая природа течений бароклинного слоя океана	67
3.3. Течения бароклинного слоя Мирового океана.....	71
3.4. Глобальный океанский конвейер.....	74
Рисунки к главе 3	81
ГЛАВА 4. Синоптические океанские вихри	101
4.1. Вихри западных пограничных течений и Антарктического циркумполярного течения	101
4.2. Вихри открытого океана.....	107
Рисунки к главе 4	114
Литература	133
Предметный указатель	138

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга основана на курсе лекций по физической океанографии, в течение многих лет читаемом одним из авторов книги студентам 3-го курса кафедры термогидромеханики океана Московского физико-технического института (государственного университета). Задача курса состоит в сообщении студентам основных сведений об океане, необходимых для более живого восприятия последующих теоретических курсов по динамике океана. В связи с этим особенно большое внимание уделяется географическим распределениям океанографических характеристик, следствием чего является обилие в книге иллюстраций, более 80% из которых представляют собой карты, океанские разрезы и вертикальные кривые свойств океана. В этом отношении предлагаемую книгу с равной степенью обоснованности можно рассматривать и как учебный текст, богато иллюстрированный рисунками, и как атлас с поясняющим текстом. При этом везде, где только это возможно, авторы стараются дать простое, с минимальным употреблением математики, физическое объяснение наблюдаемым в океане географическим распределениям океанографических характеристик.

Следование книги годовому курсу лекций накладывает жесткие ограничения на ее объем и содержание, которое сводится исключительно к проблемам макроокеанографии с упором на крупномасштабную термохалинную структуру океана и океанскую циркуляцию. Ограниченность объема книги определяет и лаконичный стиль изложения материала. Так как книга предлагаемого типа не должна иметь большого списка литературы, ссылки на оригинальные работы в большинстве случаев даются для указания источника иллюстративного материала или количественной оценки того или иного явления. Авторы оказывают некоторое предпочтение описанию результатов отечественных исследований, что представляется особенно обоснованным для последней главы книги.

Авторы выражают глубокую благодарность выпускникам кафедры термогидромеханики океана МФТИ: кандидату физико-математических наук Н. А. Максименко (выпуск 1983 г.) за помощь в подборе данных спутниковых наблюдений и численного моделирования океана, кандидату физико-математических наук Е. М. Кошлякову (выпуск 1987 г.) за тщательное прочтение рукописи и ряд важных замечаний и заведующему кафедрой термогидромеханики океана профессору В. В. Жмуру (выпуск 1973 г.) за поддержку работы над книгой и ее издания. Авторы благодарят также доктора географических наук П.Н. Маккавеева за просмотр раздела 1.2 и сделанные замечания.

ГЛАВА 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О МИРОВОМ ОКЕАНЕ

1.1. ГЕОГРАФИЯ И РЕЛЬЕФ ДНА МИРОВОГО ОКЕАНА

Под термином «Мировой океан» подразумеваются все океаны и моря вместе взятые. К настоящему времени не выработано общепризнанное подразделение Мирового океана на отдельные океаны с точным определением границ между ними. В настоящей книге будем в основном следовать представлениям, изложенным в [Tomczak, Godfrey, 2002], как наиболее естественным. Согласно этим представлениям, границы между Атлантическим, Индийским и Тихим океанами в южной части Мирового океана следуют вдоль меридианов южных оконечностей Африки и Тасмании и от Южной Америки (мыса Горн) к Южным Шетландским островам, а между Тихим и Северным Ледовитым океанами – поперек Берингова пролива. Внутренние моря Малайского архипелага, в том числе наиболее значительные – Банда, Сулавеси, Сулу и Яванское (рис. 1.1, 1.2), относятся к Тихому океану, а Северное море, Гудзонов залив и бассейн Фокса – к Атлантическому. Море Баффина, Гренландское и Норвежское моря входят в Северный Ледовитый океан, причем последние два моря, вместе с Баренцевым и Белым морями, составляют Северо-Европейский бассейн Северного Ледовитого океана (рис. 1.3), а вся остальная часть этого океана, кроме моря Баффина, носит название Арктического бассейна.

Хотя Международное гидрографическое бюро не выделяет Южный океан в качестве отдельного океана, с океанографической точки зрения такое выделение необходимо, что и нашло свое отражение в многочисленных научных статьях и книгах, посвященных физической макроокеанографии. В качестве северной границы Южного океана иногда рассматривается Субантарктический фронт, приблизительно ограничивающий с юга области субтропических круговоротов Атлантического, Индийского и Тихого океанов (см. раздел о течениях).

Во всех океанах могут быть выделены *внутренние моря*, связанные с открытыми частями океанов узкими проливами или отделенными от них цепочками островов. Внутренние моря показаны на рис. 1.1.

Основные крупномасштабные формы рельефа дна океана хорошо просматриваются на рис. 1.2 и 1.3. К главным формам рельефа дна можно отнести шельф, материковый склон, ложе океана и глубоководные желоба.

Шельф – это примыкающая к материкам мелководная и пологая часть океанского дна, в геологическом отношении являющаяся продолжением материков. В период последнего крупного оледенения с пиком около 16 тыс. лет назад шельф в основном находился выше уровня океана. За внешний край шельфа чаще всего принимают изобату 200 м. Ширина шельфа очень различна, изменяясь от нескольких километров до величины около 800 км – например, в северо-восточной части Берингова моря. Средний по Мировому океану уклон дна (тангенс угла между горизонталью и профилем дна) в области шельфа равен $2 \cdot 10^{-3}$. Шельф занимает несколько более 7% всей площади Мирового океана. Из внутренних морей Белое, Балтийское и Азовское моря, Гудзонов залив, бассейн Фокса, Персидский залив, Желтое и Яванское моря (рис. 1.1) являются полностью или почти полностью шельфовыми морями.

Материковый склон, представляющий собой относительно крутую часть океанского дна, следующую за шельфом, с геологической точки зрения может рассматриваться как граница между материком и океаном. Нижняя граница материкового склона приблизительно соответствует изобате 3000 м, средний уклон дна имеет порядок 10^{-2} , в некоторых районах достигая 10^{-1} .

Ложе океана, формирующее основную уровенную поверхность океанского дна, занимает около 76% его площади. В геоморфологическом отношении ложе делится на отдельные котлови-

ны числом несколько менее ста (см. рис. 1.2 и 1.3) и на разделяющие их подводные хребты, возвышенности и цепочки подводных гор и островов. Котловины, как правило, характеризуются относительно ровным дном и преобладающими глубинами от 4000 до 6000 м. Среди хребтов выделяется непрерывная глобальная система так называемых *срединно-океанических хребтов* общей длиной около 60 000 км (!), начинающаяся хребтом Гаккеля в Арктическом бассейне (рис. 1.3), продолжающаяся в Северо-Европейском бассейне, Атлантическом океане, южной и западных частях Индийского океана, южной части Тихого океана и заканчивающаяся Восточно-Тихоокеанским поднятием (рис. 1.2). Срединно-океанические хребты маркируют те участки океанской литосферы, где происходит раздвижение литосферных плит и вещество мантии поднимается к поверхности Земли. С этим процессом связано формирование мезоструктурных особенностей срединно-океанических хребтов – рифтовых долин, вытянувшихся вдоль осей хребтов, и поперечных к ним трансформных разломов, хорошо просматривающихся в некоторых частях карты на рис. 1.2 – например, в Северной Атлантике и южной части Тихого океана. Средний перепад глубин между вершинами и подножиями океанских хребтов составляет около 1.5 км, но в отдельных случаях этот перепад может достигать 4 км.

Глубоководные желоба, представляющие собой длинные и относительно узкие впадины океанского дна, вытянувшиеся вдоль краин материков или цепочек островов, располагаются в местах схождения литосферных плит и опускания одной плиты под другую. Всего в Мировом океане насчитывается свыше тридцати желобов, двадцать из которых находится в Тихом океане (рис. 1.2). Характерная ширина желобов в их верхних частях составляет 100 км, длина же некоторых из них достигает нескольких тысяч километров. Дно желобов располагается на глубинах от 6 до 11 км. Все желоба с глубинами более 10 км (Марианский, Филиппинский, Тонга и Кермадек) находятся в Тихом океане. Максимальные глубины трех из четырех перечисленных желобов (исключение составляет Филиппинский) были открыты в 1957–1958 гг. научно-исследовательским судном Института океанологии Академии Наук СССР «Витязь». Максимальная глубина Мирового океана 11 034 м была обнаружена «Витязем» в южной части Марианского желоба в 1957 г. Наклон дна на стенках желобов имеет порядок 10^{-1} .

1.2. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ МОРСКОЙ ВОДЫ

Морская вода представляет собой раствор минеральных солей и газов. Соленость S морской (океанской) воды определяется как отношение суммарной массы всех растворенных солей к массе морской воды фиксированного объема и обычно исчисляется в промилле (‰, то есть в граммах соли на килограмм морской воды) или в почти идентичных промилле «практических единицах солености (епс)», связанных со стандартной в настоящее время методикой определения солености путем измерения электропроводности воды. Средняя соленость океана равна приблизительно 34.7 ‰, а диапазон ее изменчивости в открытом океане, то есть без некоторых особенно изолированных внутренних морей и заливов и частей океана, примыкающих к устьям рек и участкам океанского дна с активным выходом мантийного вещества, составляет от 30.0 до 38.0 ‰. Важную особенность океана представляет собой так называемый «закон постоянства солевого состава океанской воды», констатирующий, что, за исключением перечисленных в предыдущей фразе районов океана, относительный солевой состав океанской воды (табл. 1.1) является практически постоянным (исключения составляют лишь Ca^{2+} и $(\text{HCO}_3^- + \text{CO}_3^{2-})$, относительные концентрации которых могут отклоняться несколько более чем на 1% от значений, приведенных в табл. 1.1). Это означает, что соленость воды в океане изменяется за счет прибавления или убыли чистой воды (испарения, осадков, ледообразования и ледотаяния), а не вследствие изменения солевого состава, – обстоятельство, позволяющее с физической точки зрения рассматривать океан-

скую воду как двухкомпонентную систему (чистая вода и соль) и, таким образом, существенно облегчающее изучение термодинамики океана [Каменкович, Монин, 1978].

По современным представлениям, водная масса океана вместе с растворенными в ней анионами (табл. 1.1) сформировалась вследствие дегазации мантии Земли в процессе вулканической деятельности с последующими конденсацией водяного пара на поверхности Земли и растворением в воде других вулканических газов. С другой стороны, катионы попали в океан вследствие разрушения и смыва горных пород суши. Это означает, что временной масштаб формирования современного химического состава океана составляет по самой скромной оценке десятки миллионов лет. В то же время характерное время перемешивания воды в океане, за которое можно принять, например, среднее время перемещения частицы воды от поверхности до дна океана, составляет сотни лет. Колоссальная разница между двумя упомянутыми временными масштабами и является причиной постоянства солевого состава океана.

Таблица 1.1

Солевой состав океанской воды

Компоненты солевого состава		Отношение массы компонента к общему солесодержанию, %	Компоненты солевого состава		Отношение массы компонента к общему солесодержанию, %
Ионы натрия	Na^+	30.60	Хлоридные ионы	Cl^-	55.01
Ионы магния	Mg^{2+}	3.68	Сульфатные ионы	SO_4^{2-}	7.71
Ионы кальция	Ca^{2+}	1.17	Бикарбонатные и карбонатные ионы	$\text{HCO}_3^- + \text{CO}_3^{2-}$	0.40
Ионы калия	K^+	1.13	Бромидные ионы	Br^-	0.19
Ионы стронция	Sr^{2+}	0.02	Молекулы борной кислоты	H_3BO_3	0.07

Таблица 1.2

Насыщающие концентрации (мл/л) O_2 и CO_2 в верхнем слое океана при $S=35\text{‰}$

	$T = 0\text{ °C}$	$T = 30\text{ °C}$
$[\text{O}_2]$	8.04	4.50
$[\text{CO}_2]$	0.44	0.18

Из растворенных в океане газов кратко остановимся на кислороде O_2 и углекислом газе CO_2 . Как и все атмосферные газы, в верхнем перемешанном слое океана, непосредственно взаимодействующим с атмосферой, O_2 и CO_2 находятся в состоянии, близком к насыщению (табл. 1.2). Обращает на себя внимание очень высокая зависимость насыщающих концентраций обоих газов от температуры воды T . В слое фитопланктона концентрация CO_2 несколько

уменьшается, а O_2 увеличивается вследствие процесса фотосинтеза, а ниже этого слоя разложение органического вещества приводит, наоборот, к некоторому увеличению $[CO_2]$ и уменьшению $[O_2]$ (квадратные скобки в данном случае обозначают концентрацию вещества).

В глобальном масштабе распределение $[O_2]$ в глубинах океана в основном определяется степенью вентиляции глубинных вод, то есть зависит от структуры и интенсивности океанской циркуляции, глубины и интенсивности океанской конвекции. В этом отношении очень показателен рисунок 1.4, где широкий «язык» воды с повышенной концентрацией растворенного кислорода на глубинах 1500–4000 м обусловлен поступлением на юг холодных вод, образовавшихся в море Лабрадор, море Ирмингера к юго-востоку от Гренландии и в Гренландском море в результате осенне-зимней конвекции. С другой стороны, ярко выраженный минимум $[O_2]$ на глубинах 200–1200 м в тропической части разреза маркирует слабо вентилируемый слой воды.

Яркий пример очень слабо вентилируемого водоема представляет собой Черное море. Объем водной массы моря составляет $5 \cdot 10^5 \text{ км}^3$, а годовой расход нижнего течения в проливе Босфор, доставляющего воду из Средиземного моря в глубины Черного моря, – 120 км^3 [Tomczak, Godfrey, 2002]. Таким образом, учитывая сильную плотностную стратификацию Черного моря, отсекающую его глубинные слои от влияния сезонного конвективного перемешивания, приходим к выводу, что время обновления глубинных вод Черного моря равно очень большой величине – 4200 лет, результатом чего является отсутствие свободного кислорода в слое моря ниже глубины 150 м и, как следствие этого, сероводородное заражение всего этого слоя.

Обмен углекислым газом между океаном и атмосферой имеет большое значение для формирования климата Земли, так как CO_2 является одним из парниковых газов, поглощающих тепловое излучение океана и суши. Содержание углерода в океане более чем в 50 раз превышает его содержание в атмосфере (соответственно $40 \cdot 10^{12}$ и $0.75 \cdot 10^{12}$ т). В течение 1980-х гг. океан поглощал из атмосферы около $92 \cdot 10^9$ т углерода (углекислоты в пересчете на чистый углерод) ежегодно, обратная же эмиссия в атмосферу оценивалась в $90 \cdot 10^9$ т в год [Wallace, 2001]. Разница в $2 \cdot 10^9$ т в год составляла 36% от ежегодного выброса углерода в атмосферу в процессе сжигания ископаемого топлива человеком ($5.5 \cdot 10^9$ т). За тот же период времени содержание углерода в атмосфере выросло на $3.3 \cdot 10^9$ т в год и, таким образом, только $0.2 \cdot 10^9$ т в год приходилось на усвоение углерода растительностью материков, что близко к точности оценки компонентов углеродного баланса. Приведенные выше числа, в сочетании с очень большим (десятки и даже сотни лет) временным масштабом изменчивости интенсивности обмена углекислотой между океаном и атмосферой, свидетельствуют о существенной роли океана в регулировании содержания углекислоты в атмосфере и, в частности, в смягчении атмосферного парникового эффекта.

1.3. НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОРСКОЙ ВОДЫ

1.3.1. Уравнение состояния морской воды. Уравнением состояния морской воды называется формула, дающая зависимость плотности ρ (или удельного объема $\alpha \equiv 1/\rho$) от солёности морской воды S , температуры T и давления p . Принятый в настоящее время вариант уравнения состояния, являющийся результатом долговременной и очень тщательной серии лабораторных экспериментов [Millero et al., 1976; Chen, Millero, 1976], выглядит так:

$$\alpha = \alpha_0 \left(1 - \frac{p}{K^0 + Ap + Bp^2} \right); \quad (1)$$

$$\frac{1}{\alpha_0} = a(T) + b(T)S + c(T)S^{3/2} + d(T)S^2,$$

$$K^0 = e(T) + f(T)S + g(T)S^{3/2},$$

$$A = h(T) + i(T)S + j(T)S^{3/2},$$

$$B = k(T) + l(T)S.$$

В приведенных формулах α_0 – значение α при давлении в одну физическую атмосферу (10.1325 дб); p – превышение давления над одной физической атмосферой (!); $a(T)$, ..., $l(T)$ – многочлены от температуры T не выше пятой степени. При практических применениях уравнения состояния T обычно выражают в °С, S – в епс или в ‰, p – в децибарах (дб). Покажем, что увеличение глубины океана на 1 м приблизительно эквивалентно увеличению давления на 1 дб. Положим, мы опускаемся с поверхности океана ($z = 0$, $p = 0$) на глубину 1 м. Согласно уравнению гидростатики, значение p на этой глубине может быть оценено как $p \approx g\rho_0 z = 0.981 \cdot 10^3 \text{ см/с}^2 \times 1.035 \text{ г/см}^3 \times 100 \text{ см} = 1.015 \cdot 10^5 \text{ дин/см}^2 \approx 1 \text{ дб}$. Здесь $\rho_0 = 1.035 \text{ г/см}^3$ – приблизительная оценка средней плотности воды в океане; плотность, выраженная в г/см^3 , меняется в океане на несколько единиц во втором знаке после запятой.

Плотность ρ и удельный объем α как функции S , T и p иногда обозначаются как ρ_{STp} и α_{STp} и называются ρ и α “in situ”. Для простоты записи часто используются «условные» плотность σ и удельный объем ν морской воды: $\sigma = (\rho_{STp} - 1000) \text{ кг/м}^3$, $\nu = (\alpha_{STp} - 900) \text{ м}^3/\text{кг}$. То есть если, например, $\rho_{STp} = 1027.32 \text{ кг/м}^3$, то $\sigma = 27.32 \text{ кг/м}^3$. При этом в океанографической практике часто опускают единицы измерения и просто пишут $\sigma = 27.32$. В настоящей книге в отдельных ситуациях тоже будет использоваться такая запись, причем не только по отношению к σ , но и по отношению к вводимым ниже условным потенциальной плотности и нейтральной плотности.

Таблица 1.3 показывает, что при характерных для открытого океана диапазонах изменения солёности, температуры и давления амплитуды изменчивости плотности воды в зависимости от S и T вполне сравнимы между собой, а амплитуда изменчивости плотности в зависимости от p заметно выше. Следует заметить, однако, что для ряда задач динамики океана прямая зависимость ρ от p не является принципиальной. В этих случаях вместо плотности воды in situ используются несколько иные величины той же размерности, некоторые из которых будут рассмотрены ниже.

Таблица 1.3

Зависимость плотности воды от солёности, температуры и давления
(p – превышение давления над 1 физ. атм). Условная плотность σ дана в кг/м^3

$T = 25 \text{ }^\circ\text{C}, p = 0$		$S = 34\text{‰}, p = 0$		$S = 35 \text{‰}, T = 0 \text{ }^\circ\text{C}$	
$S = 30 \text{‰}$	$S = 40 \text{‰}$	$T = 0 \text{ }^\circ\text{C}$	$T = 30 \text{ }^\circ\text{C}$	$p = 0$	$p = 5000 \text{ дб}$
$\sigma = 19.60$	$\sigma = 27.14$	$\sigma = 27.32$	$\sigma = 21.00$	$\sigma = 28.13$	$\sigma = 50.72$

1.3.2. Температура наибольшей плотности и температура замерзания морской воды. Рисунок 1.5 показывает, что при увеличении солёности температура наибольшей плотности воды падает значительно быстрее, чем температура замерзания. При $S = 24.7 \text{‰}$, $T_m = T_f = -1.33 \text{ }^\circ\text{C}$. При $S > 24.7 \text{‰}$ получение воды с температурой T_m требует переохлаждения воды, что может быть достигнуто в лабораторных условиях. Свойства солёной воды, иллюстрируемые рисунком 1.5, имеют большое значение для формирования гидрологического режима морских водоемов, что объясняется следующим ниже рассуждением.

Рассмотрим два бассейна одинаковой величины и формы с горизонтальным дном на глубине H и отвесными берегами. Пусть температура воды в обоих бассейнах однородна по объёму бассейна и равна $T_0 > 4 \text{ }^\circ\text{C}$, солёность же также однородна, но в первом бассейне равна $S_1 < 24.7 \text{‰}$,

а во втором $S_2 > 24.7 \text{ ‰}$. Над каждым бассейном дует одинаковый и постоянный по площади бассейна и времени ветер, перемешивающий верхний слой воды толщиной h . Положим теперь, что начиная с некоторого момента времени с поверхности каждого бассейна происходит постоянная по времени и площади отдача тепла в атмосферу со скоростью q кал/с·м². В первом бассейне эта отдача тепла будет сопровождаться конвективным перемешиванием до дна бассейна до тех пор, пока температура воды не упадет до величины $T_m^{(1)}$ – температуры наибольшей плотности при солености S_1 ; после этого и вплоть до начала образования льда на поверхности бассейна перемешивание и охлаждение воды будут распространяться только на верхний слой толщиной h . Во втором бассейне перемешивание и охлаждение воды будут охватывать весь слой воды до дна вплоть до момента образования льда. Таким образом, мы имеем следующие два выражения для количеств тепла, отдаваемых в атмосферу с участков поверхности площадью s в первом и втором бассейнах с момента начала отдачи тепла до начала ледообразования:

$$Q_1 = c_p \rho s h (T_0 - T_f^{(1)}) + c_p \rho s (H - h) (T_0 - T_m^{(1)}), \quad (2a)$$

$$Q_2 = c_p \rho s H (T_0 - T_f^{(2)}). \quad (2б)$$

Положим $c_p = 10^3$ кал/кг·град, $\rho = 10^3$ кг/м³, $s = 1$ м², $H = 200$ м, $h = 20$ м, $T_0 = 10$ °С, $S_1 = 0 \text{ ‰}$ ($T_m^{(1)} = 4$ °С, $T_f^{(1)} = 0$ °С), $S_2 = 35 \text{ ‰}$ ($T_f^{(2)} = -1.9$ °С). Тогда получим $Q_1 = 1.28 \cdot 10^9$ кал и $Q_2 = 2.38 \cdot 10^9$ кал. Хотя приведенный пример и носит несколько искусственный характер (главная натяжка – предположение об однородности поля солености в бассейне 2), все же он с очевидностью показывает, что осеннее ледообразование в соленом водоеме при прочих равных условиях должно начаться заметно позже, чем в пресном или малосоленом водоеме – обстоятельство, вполне подтверждаемое натурными наблюдениями.

1.3.3. Адиабатическое изменение температуры воды в океане. Потенциальная температура. Адиабатический перенос частицы воды фиксированной массы в океане характеризуется следующими условиями:

- а) давление внутри частицы в каждый момент равно внешнему давлению;
- б) отсутствует теплообмен между частицей и окружающей водой;
- в) отсутствует солеобмен между частицей и окружающей водой.

Последнее условие необходимо потому, что различные компоненты солевого состава морской воды характеризуются различными химическими потенциалами и вследствие этого изменение массы какого-либо компонента изменяет энтропию частицы; закон постоянства солевого состава океана позволяет свести условие сохранения массы каждого компонента к сохранению солености частицы. Классическая формула для адиабатического изменения температуры перемещающейся частицы выглядит следующим образом:

$$\left. \frac{dT}{dp} \right|_{ad} = \frac{T}{c_p} \frac{\partial \alpha}{\partial T}. \quad (3a)$$

Здесь T – температура в К. Уравнение гидростатики $dp = (g/\alpha)dz$ (ось z направлена вниз) позволяет перейти от производной T по p к градиенту по z :

$$\left. \frac{dT}{dz} \right|_{ad} = \frac{gT}{c_p \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial T}. \quad (3б)$$

Характерное для океана значение величины $\partial \alpha / \partial T$ составляет $2 \cdot 10^{-4}$ см³/г·град. Полагая далее $g = 10^3$ см/с², $c_p = 4.2 \cdot 10^7$ эрг/г·град, $\alpha = 1$ см³/г, $T = 280$ К, для величины $(dT/dz)_{ad}$ получаем оценку 0.15 °С/км, причем положительный знак полученной величины означает увеличение тем-

пературы с глубиной. Наблюдения показывают, что, как правило, температура воды в океане уменьшается с глубиной, причем порядки величин наблюдаемых градиентов температуры могут быть оценены так:

- а) $z < 1$ км: $O(\partial T/\partial z) = -10$ °С/км;
 б) 1 км $< z < 3$ км: $O(\partial T/\partial z) = -1$ °С/км;
 в) $z > 3$ км: $O(\partial T/\partial z) = -0.3$ °С/км.

Таким образом, адиабатическое изменение температуры мало по сравнению с наблюдаемыми изменениями. Это означает, что реальное распределение T в океане определяется процессами перемешивания воды и структурой океанской циркуляции.

Введем еще две важные термодинамические характеристики океана. *Потенциальной температурой* θ и *потенциальной плотностью* ρ_θ некоторой массы морской воды называются такие ее температура и плотность, какие эта масса примет, если ее адиабатически привести к давлению в одну физическую атмосферу. Пусть некоторая масса морской воды находится под давлением p , имеет температуру T и соленость S . Тогда в соответствии с данным выше определением θ и формулой (3а) будем иметь (помним, что p – превышение давления над 1 физ. атм):

$$\theta(p, T, S) = T - \int_0^p \frac{T}{c_p} \frac{\partial \alpha}{\partial T} dp. \quad (4)$$

θ зависит от S , потому что $\partial \alpha / \partial T$ и c_p зависят от S , хотя и не очень сильно. Принципиально, что $\theta < T$. Так, если $p = 1000$ дб, $S = 35$ ‰ и $T = 10$ °С, то $\theta = 9.88$ °С. Потенциальная температура воды удобна для использования в ряде задач динамики океана, так как она, как и соленость, является адиабатическим инвариантом. Для ρ_θ имеем зависимость $\rho_\theta = \rho(S, \theta, p = 0)$. Широко используется также условная потенциальная плотность $\sigma_\theta = (\rho_\theta - 1000)$ кг/м³.

1.3.4. Теплоемкость морской воды. Теплоемкость $c_p = c_p(S, T, p)$ морской воды преимущественно зависит от солености, а отношение $\gamma \equiv c_p / c_v = \gamma(S, T, p)$ – от температуры. Степень этих зависимостей отражена в таблице 1.4.

Таблица 1.4

Удельная теплоемкость c_p (кал/г·град) морской воды и отношение $\gamma = c_p / c_v$

$T = 17.5$ °С, $p = 0$		$S = 34.85$ ‰, $p = 0$	
$S = 0$ ‰	$S = 35$ ‰	$T = 0$ °С	$T = 30$ °С
$c_p = 1.000$ кал/г·град	$c_p = 0.932$ кал/г·град	$\gamma = 1.004$	$\gamma = 1.021$

1.3.5. Статическая устойчивость океана. Выделим в океане два горизонта z_1 и z_2 ($z_1 < z_2$, ось z направлена вниз), расположенные настолько близко один к другому, что зависимости $T(z)$, $S(z)$, $p(z)$ и $\rho(z)$ в слое (z_1, z_2) в первом приближении можно считать линейными. Тогда может быть написано следующее выражение:

$$\rho_1 = \rho_2 - \frac{d\rho}{dz} (z_2 - z_1) = \rho_2 - (z_2 - z_1) \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \frac{dp}{dz} + \frac{\partial \rho}{\partial T} \frac{dT}{dz} + \frac{\partial \rho}{\partial S} \frac{dS}{dz} \right), \quad (5a)$$

где ρ_1 и ρ_2 – плотность воды на уровнях z_1 и z_2 . Возьмем теперь частицу воды фиксированной массы на уровне z_2 и адиабатически переведем ее на уровень z_1 . Условия адиабатического перемещения $p'(z) = p(z)$ (штрихи обозначают значения термодинамических характеристик внутри

частицы), $dT = dT_{\alpha\alpha}$ и $dS = 0$ приводят к следующей формуле для плотности частицы на уровне z_1 :

$$\rho_1' = \rho_2 - (z_2 - z_1) \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \frac{dp}{dz} + \frac{\partial \rho}{\partial T} \Gamma \right), \quad (5б)$$

где $\Gamma \equiv (dT/dz)_{\alpha\alpha} = gT(\partial\alpha/\partial T)/c_p\alpha$. Очевидно, что если $\rho_1' > \rho_1$, частица будет стремиться вернуться в исходное положение, и, таким образом, состояние океана в данной точке и на данной глубине будет устойчивым; если $\rho_1' < \rho_1$, состояние океана будет неустойчивым. Вычитая из выражения для ρ_1' выражение для ρ_1 , получим

$$\rho_1' - \rho_1 = (z_2 - z_1) \left[\frac{\partial \rho}{\partial T} \left(\frac{dT}{dz} - \Gamma \right) + \frac{\partial \rho}{\partial S} \frac{dS}{dz} \right]. \quad (5в)$$

Величина размерностью г/см⁴ в квадратных скобках в последней формуле называется *статической устойчивостью* океана и иногда обозначается буквой E . Так как неустойчивое состояние сразу же сопровождается конвективным перемешиванием, стремящимся эту неустойчивость ликвидировать, стандартным состоянием океана является $E > 0$. В тропических и умеренных широтах это состояние, как правило, обеспечивается условием $dT/dz < 0$ (напомним, что $\partial\rho/\partial T < 0$). В высоких широтах (наиболее яркий пример – Арктический бассейн) условие $E > 0$ часто обеспечивается вторым членом в выражении для E , что связано с большими значениями dS/dz . Небольшие отрицательные значения E , связанные с условием $dT/dz > 0$, иногда удается зафиксировать в самом верхнем слое океана в случаях интенсивных испарений воды или отдачи тепла океаном в атмосферу при штилевой погоде и измерений температуры и солёности (электропроводности) воды очень чувствительными и малоинерционными приборами.

1.3.6. Молекулярные теплопроводность, диффузия и вязкость морской воды. Плотности потоков тепла q (кал/см²·с), соли m_s (г/см²·с) и импульса τ (г/см·с²) в океане, обусловленные процессами молекулярных теплопроводности, диффузии и вязкости, выражаются следующими формулами:

$$q = -\lambda dT/dn = -\rho c_p \kappa dT/dn, \quad m_s = -\chi \rho \cdot 10^{-3} dS/dn, \quad \tau = -\nu \rho du/dn. \quad (6)$$

Здесь u – скорость течения; n – расстояние вдоль направлений векторов–градиентов полей $T(x, y, z)$, $S(x, y, z)$ и $u(x, y, z)$; λ (кал/см·с·град) – коэффициент молекулярной теплопроводности; κ , χ и ν (все имеют размерность см²/с) – коэффициенты молекулярных теплопроводности, диффузии и вязкости. Знаки «минус» в приведенных формулах означают, что потоки тепла, соли и импульса направлены от больших значений T , S и u к меньшим. Множитель 10^{-3} в формуле для m_s подразумевает, что S исчисляется в ‰. Формула для τ написана для упрощенного случая плоскопараллельного потока, когда направление течения одинаково во всех точках рассматриваемой области океана, а скорость течения меняется только по одному из направлений, нормальных к направлению течения.

Коэффициенты κ , χ и ν от ρ зависят слабо. Зависимость κ , χ и ν от S и T приводится в таблице 1.5.

1.4. МОРСКОЙ ЛЁД

1.4.1. Физические свойства морского льда. Как только в процессе осеннего охлаждения океана температура его приповерхностного слоя падает чуть ниже температуры замерзания при данной солёности (рис. 1.5), в этом слое начинается образование льда. В спокойную погоду это выражается в возникновении у поверхности океана вертикально ориентированных иглообразных

Таблица 1.5

Коэффициенты молекулярных теплопроводности, диффузии и вязкости в зависимости от солености и температуры воды, $p = 0$ (давление 1 физ. атм)

Коэффициент	$S = 0 \text{ ‰}$		$S = 35 \text{ ‰}$	
	$T = 0 \text{ °C}$	$T = 20 \text{ °C}$	$T = 0 \text{ °C}$	$T = 20 \text{ °C}$
$\kappa, \text{ см}^2/\text{с}$	$1.34 \cdot 10^{-3}$	$1.43 \cdot 10^{-3}$	$1.39 \cdot 10^{-3}$	$1.49 \cdot 10^{-3}$
$\chi, \text{ см}^2/\text{с}$	$0.74 \cdot 10^{-5}$	$1.41 \cdot 10^{-5}$	$0.68 \cdot 10^{-5}$	$1.29 \cdot 10^{-5}$
$\nu, \text{ см}^2/\text{с}$	$1.79 \cdot 10^{-2}$	$1.00 \cdot 10^{-2}$	$1.83 \cdot 10^{-2}$	$1.05 \cdot 10^{-2}$

кристаллов льда длиной, как правило, в несколько сантиметров; при этом соленость воды между кристаллами увеличивается. В ходе дальнейшего охлаждения размеры кристаллов растут и происходит процесс их сmerzания друг с другом, причем вследствие неровностей стенок кристаллов между ними образуются ячейки с водой повышенной солености – так называемым «рассолом». Таким образом, морской лед представляет собой двухкомпонентную систему: чистый лед и ячейки с рассолом внутри него. По мере дальнейшего падения температуры льда T_i происходят нарастание льда на его нижней поверхности и замерзание воды на стенках ячеек; в результате этого последнего процесса соленость рассола S_b повышается так, что каждому значению T_i соответствует фиксированное значение S_b – именно то значение, которое дает зависимость $T_f(S)$ (см. рис. 1.5) при условиях $T_f = T_i$ и $S = S_b$. Соленость морского льда S_i определяется как соленость воды, получающейся при таянии льда: $S_i = S_b M_b / M_i$, где M_i – масса растаявшего морского льда, M_b – масса содержавшегося в нем рассола. Как правило, соленость молодого льда колеблется в пределах от 3 до 8 ‰ и редко достигает 15 ‰.

Ослабление морского льда в весенне–летний период начинается с его таяния на стенках ячеек вследствие увеличения температуры льда, что приводит к увеличению объема ячеек, соединению их друг с другом, вытеканию рассола и, таким образом, к уменьшению прочности льда. Далее, вследствие увеличения высоты Солнца над горизонтом и продолжительности светового дня, начинается и со временем прогрессирует таяние покрывающего лед снега и верхнего слоя льда. В дальнейшем все эти процессы приводят к возникновению проталин в ледяных полях и увеличению площади свободной ото льда воды, что в свою очередь способствует разрушению краев льдин вследствие воздействия механических факторов – столкновения льдин между собой под действием ветра и волнения. Так как альbedo (отражающая способность) воды значительно ниже, чем альbedo льда (в среднем около 7% и 80% при характерных для Арктики высотах Солнца), вода нагревается сильнее льда и передает ему тепло как на краях льдин, так и на нижней поверхности льда, что существенно усиливает его таяние. Если в данном районе океана и в данный год лед не растаивает полностью к концу летнего сезона, то осенью начинается новый этап его нарастания снизу; таким образом формируется многолетний лед – новый и более соленый в своей нижней части и старый и более пресный – в верхней.

Отмеченная выше двухкомпонентная структура морского льда обуславливает его аномальные физические свойства, на некоторых из которых мы останавливаемся ниже; при этом для простоты мы предполагаем, что лед не содержит пузырьков воздуха. Удельная теплоемкость морского льда c_i определяется как количество тепла, требуемое для нагревания на 1 градус единицы

массы льда при данных солености S_i и температуры T_i . Теплоемкость c_i очень сильно зависит от S_i и T_i , о чем свидетельствует таблица 1.6. Поясним очень большое значение $c_i = 7400$ кал/кг·град в таблице. Предположим, что мы нагреваем 1 кг морского льда соленостью 10 ‰ от -3 до -2 °C. Температуре -3 °C соответствует соленость рассола $S_b = 54$ ‰ и масса рассола $M_b = (S_i/S_b) \times M_i = (10 \text{ ‰}/54 \text{ ‰}) \times 1 \text{ кг} = 185$ г. При $T_i = -2$ °C имеем $S_b = 37$ ‰ и $M_b = (10/37) \times 1 \text{ кг} = 270$ г. Таким образом, при нагревании растаяло 85 г льда на стенках ячеек, что с учетом равной 80 кал/г теплоте плавления льда потребовало затраты 6800 кал. Остальные $7400 - 6800 = 600$ кал пошли на нагревание морского льда, что легко понять, если учесть, что теплоемкость воды составляет 1000 кал/кг·град, а теплоемкость чистого льда при $T = -3$ °C – около 500 кал/кг·град.

Таблица 1.6

**Удельная теплоемкость морского льда c_i (кал/кг·град)
в зависимости от его солености и температуры**

T_i , °C	-3	-20
2	1880	530
10	7400	640

Таблица 1.7

**Удельная теплота плавления морского льда λ_i (кал/кг)
в зависимости от солености и температуры**

T_i , °C	-2	-4
2	77 100	80 600
10	59 600	71 200

Рассмотрим теперь самое маленькое число в табл. 1.6 – 530 кал/кг·град. Будем нагревать лед от -20 до -19 °C. При $T_i = -20$ °C имеем $S_b = 237$ ‰ и $M_b = (2/237) \cdot 1 \text{ кг} = 8.4$ г, а при $T_i = -19$ °C – $S_b = 229$ ‰ и $M_b = (2/229) \cdot 1 \text{ кг} = 8.7$ г. Таким образом, на стенках ячеек растаяло 0.3 г льда, на что пошло 24 кал. Остальные 506 кал пошли на нагревание морского льда.

Удельная теплота плавления морского льда λ_i (табл. 1.7) определяется как количество тепла, необходимое для расплавления единицы массы льда при данных S_i и T_i . Ограничимся рассмотрением наименьшего значения λ_i (59 600 кал/кг) в табл. 1.7. При $T_i = -2$ °C имеем $S_b = 37$ ‰ и $M_b = 270$ г, что оставляет $1 \text{ кг} - 270 \text{ г} = 730$ г на долю чистого льда. На плавление этого льда идет 58 400 кал, остальное – на нагревание смеси воды и льда до температуры -0.54 °C, соответствующей температуре замерзания воды соленостью 10 ‰.

Рисунок 1.6 показывает, что удельный объем морского льда при его охлаждении вначале быстро растет, а затем очень медленно падает. Чем выше соленость льда, тем при более низкой температуре достигает максимума его удельный объем. Эти особенности изменения α_i определяются противоположным ходом двух процессов – расширением льда вследствие замерзания воды на

стенках ячеек, особенно интенсивно протекающим при относительно высоких значениях T_i , и сжатия чистого льда как твердого кристаллического тела.

1.4.2. Лед в океане. Морской лед можно разделить на неподвижный и плавучий. Основная форма неподвижного льда – *береговой припай* – сплошное поле льда, окаймляющего берега материков или островов, ширина которого к концу зимнего сезона может достигать десятков, а в отдельных случаях и нескольких сотен километров, а толщина – нескольких метров. Плавучий лед представляет собой совокупность отдельных льдин и ледовых полей с поперечниками до нескольких сотен метров и редко до километра, дрейфующих в океане под действием течения и ветра. Самым примечательным климатическим феноменом последних десятилетий является драматическое уменьшение объема морского льда в Северном Ледовитом океане (СЛО), обусловленное уменьшением площади и толщины многолетнего (включая двухлетний) льда. На рис. 1.7 граница льда соответствует его сплоченности в 0.5 балла (5 % площади океана, покрытых льдом). Если в сентябре 1980 года, достаточно типичного для конца 1970-х – начала 1980-х гг., лед покрывал площадь $7.8 \cdot 10^6 \text{ км}^2$ в СЛО, то в сентябре 2012 года эта площадь составляла всего $3.6 \cdot 10^6 \text{ км}^2$, причем в Арктическом бассейне многолетний лед занимал менее 1/3 его площади (рис. 1.7). В сентябре 1980 года Северный морской путь был перекрыт в районах Таймыра и Чукотского полуострова, а Северо-западный проход был полностью закрыт; в сентябре 2012 года оба пути были свободными. Согласно приблизительным оценкам [Kwok, Sulsky, 2010], средняя зимняя толщина многолетнего льда в Арктике упала от 3.4 м в 2004 до 2.8 м в 2008 г., а объем многолетнего льда за это же время уменьшился на 40% (!). В соответствии с современными представлениями [Ogi et al., 2010] одной из основных причин резкого уменьшения объема многолетнего льда в Арктике явилась перестройка атмосферной циркуляции, повлекшая за собой усиление дрейфа льда из региона морей Бофорта, Чукотского и Восточно-Сибирского в направлении пролива Фрама. Этот процесс обусловил кардинальное увеличение площади открытой воды в указанном регионе и прилегающих частях центральной Арктики, что в свою очередь привело к очень значительному увеличению количества солнечной энергии, поглощаемой верхним слоем воды, и, как следствие этого, – к увеличению температуры воды и интенсивному таянию льда на его нижней поверхности и краях [Perovich et al., 2008]. Кроме того, в конце прошлого и начале нынешнего столетия были зафиксированы существенное (более чем на 1°C) увеличение температуры теплой атлантической воды, поступающей в верхнем слое океана из Гренландского моря в Арктический бассейн с Западно-Шпицбергенским течением, и уменьшение на 75–90 м глубины верхней границы этой воды. Очевидно, что эти обстоятельства также должны были способствовать уменьшению количества льда в Арктике [Polyakov et al., 2010].

В отличие от летней ситуации, степень распространения морского льда в СЛО зимой и толщина сезонного (зимнего) льда в течение 1980–2000-х гг. менялись мало. Так, равная $15.2 \cdot 10^6 \text{ км}^2$ площадь ледового покрытия в марте 2012 г. (рис. 1.7) была близка к среднему значению площади покрытия для марта за указанный выше период времени, а средняя толщина се-

зонного льда в марте в этот период составляла около двух метров [Kwok, Sulsky, 2010]. Основная часть Арктического бассейна, включая восточную часть Карского моря, море Лаптевых, Восточно-Сибирское и Чукотское моря, а также все проливы Северо-Канадского архипелага, море Баффина, бассейн Фокса, Гудзонов залив и западная часть пролива Фрама в марте 2012 года были заняты паковым льдом сплоченностью 9–10 баллов (рис. 1.7).

Сравнение рисунков 1.7 и 1.8 показывает, что сезонная изменчивость степени распространения морского льда в Антарктике ($19.4 \cdot 10^6 \text{ км}^2$ в сентябре и $3.5 \cdot 10^6 \text{ км}^2$ в феврале 2012 года) заметно выше, чем даже в современной Арктике. В то же время межгодовая изменчивость этого распределения сравнительно мала, поэтому рис. 1.8 является достаточно типичным для ледовой ситуации в Антарктике, по крайней мере, за последние 30 лет. Типичная толщина сезонного (зимнего) льда в Антарктике оценивается в 1.0–1.5 метра. Типичная сплоченность льда в зимний период года, за исключением внешнего края ледового антарктического кольца, составляет 8–9 баллов при 9–10 баллах в море Уэдделла. Для летнего периода характерны «ледовый мешок» в море Уэдделла и малое количество льда в море Росса (рис. 1.8).

РИСУНКИ К ГЛАВЕ 1

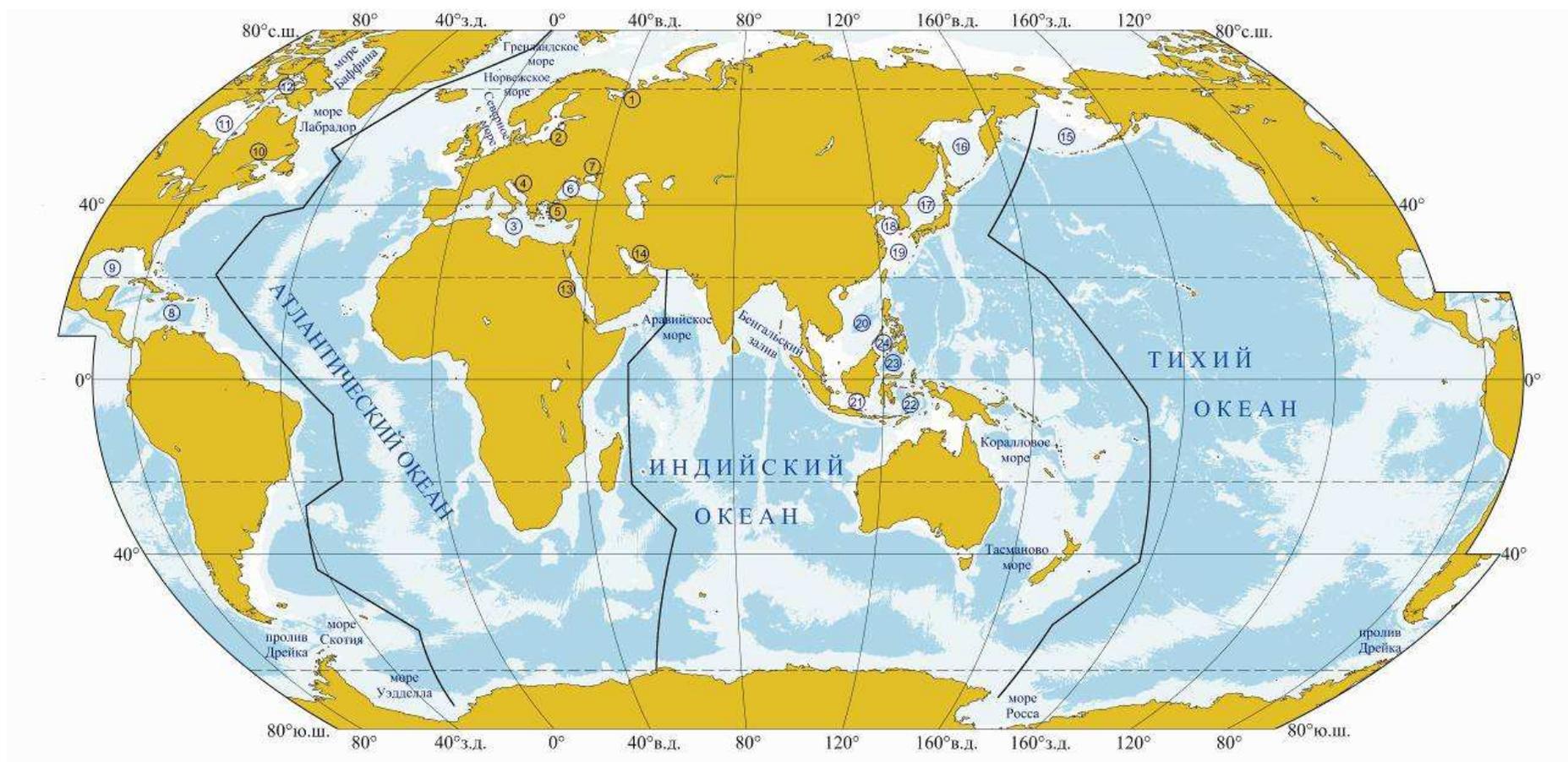


Рис. 1.1. Мировой океан. Области океана с глубинами более 0,2 и 3,5 км закрашены светло- и темно-голубыми цветами соответственно. Числа в кружках обозначают внутренние моря: 1 – Белое, 2 – Балтийское, 3 – Средиземное, 4 – Адриатическое, 5 – Эгейское, 6 – Черное, 7 – Азовское, 8 – Карибское, 9 – Мексиканский залив, 10 – залив Св.Лаврентия, 11 – Гудзонов залив, 12 – бассейн Фокса, 13 – Красное, 14 – Персидский залив, 15 – Берингово, 16 – Охотское, 17 – Японское, 18 – Желтое, 19 – Восточно-Китайское, 20 – Южно-Китайское, 21 – Яванское, 22 – Банда, 23 – Сулавеси, 24 – Сулу. Сплошные ломаные линии показывают положения трех квазимеридиональных разрезов в Атлантическом, Индийском и Тихом океанах

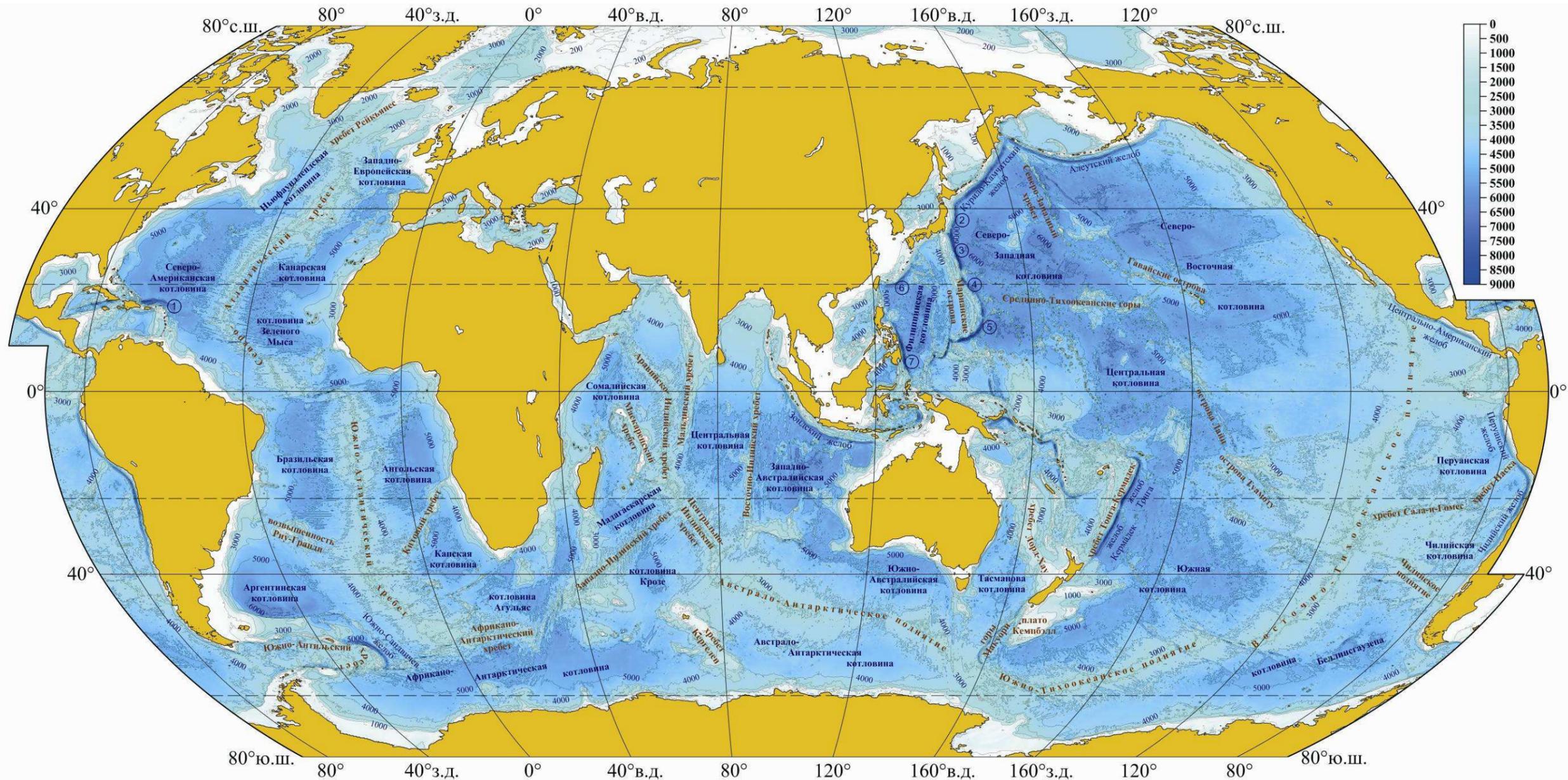


Рис. 1.2. Рельеф дна Мирового океана, глубина в метрах. Глубоководные желоба: 1. Пуэрто-Рико; 2. Японский; 3. Идзу-Бонинский; 4. Волкано; 5. Марианский; 6. Нансей; 7. Филиппинский.

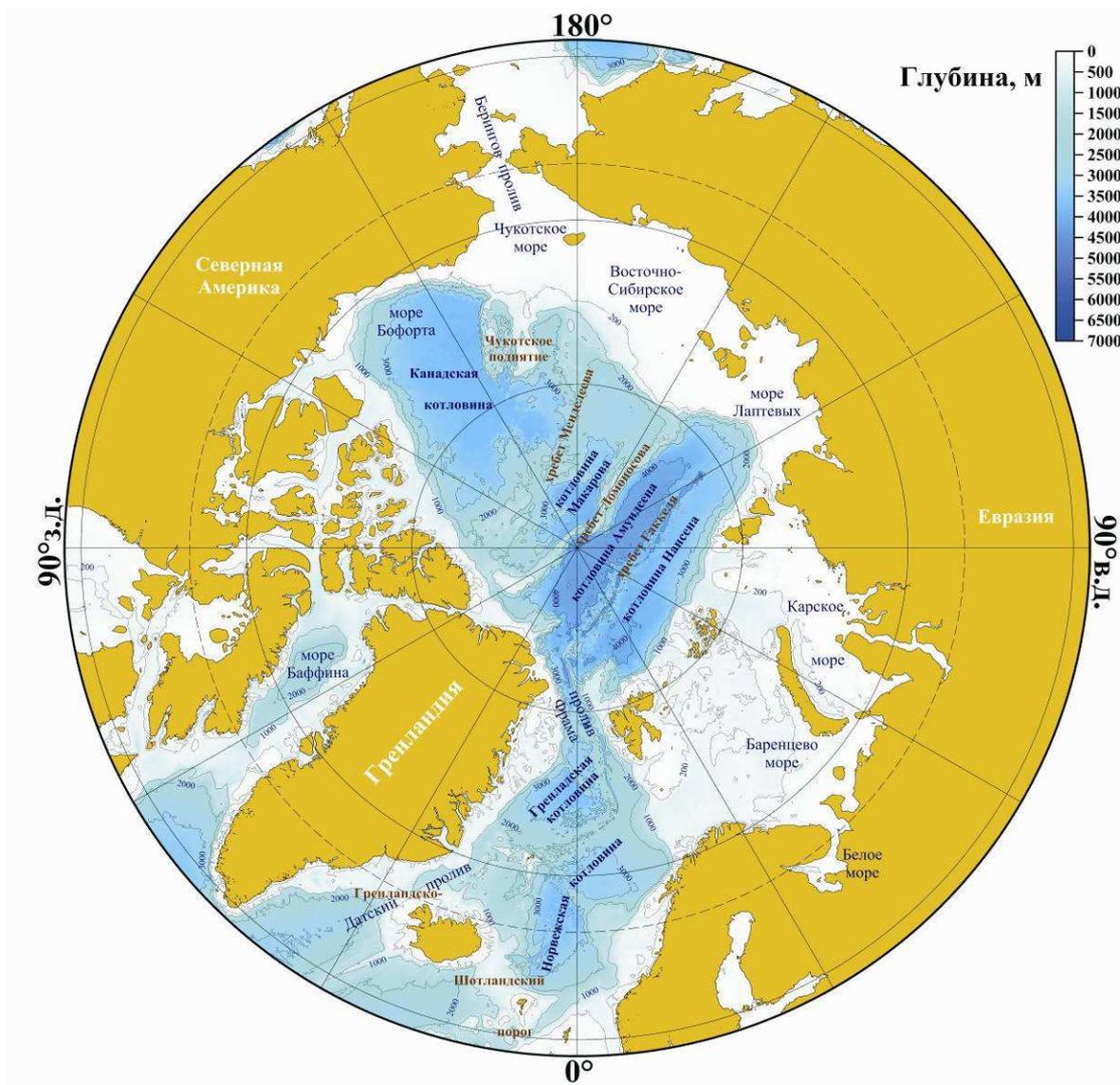


Рис. 1.3. Северный Ледовитый океан. Глубина в метрах.

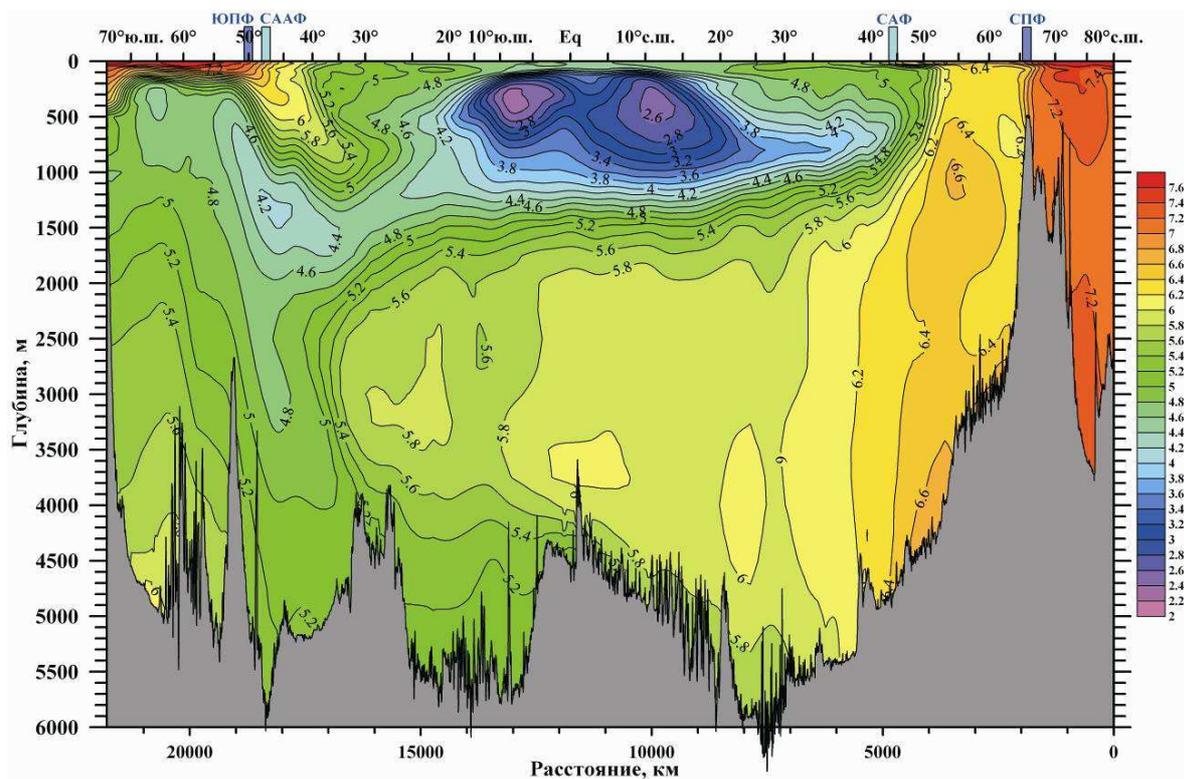


Рис. 1.4. Среднеклиматическое распределение концентрации растворенного кислорода (в мл/л) на квазимеридиональном разрезе в западной части Атлантического океана, данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]. Положение разреза дано на рис. 1.1. ЮПФ, СААФ, САФ и СПФ – соответственно Южный полярный, Субантарктический, Субарктический и Северный полярный фронты

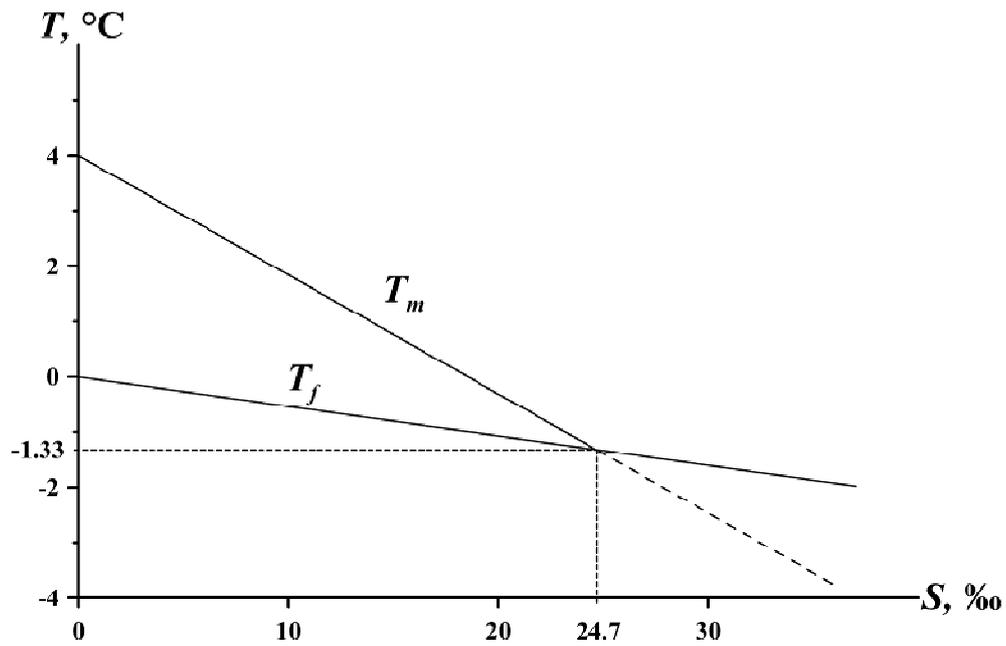


Рис. 1.5. Температура наибольшей плотности T_m и температура замерзания T_f морской воды в зависимости от солёности

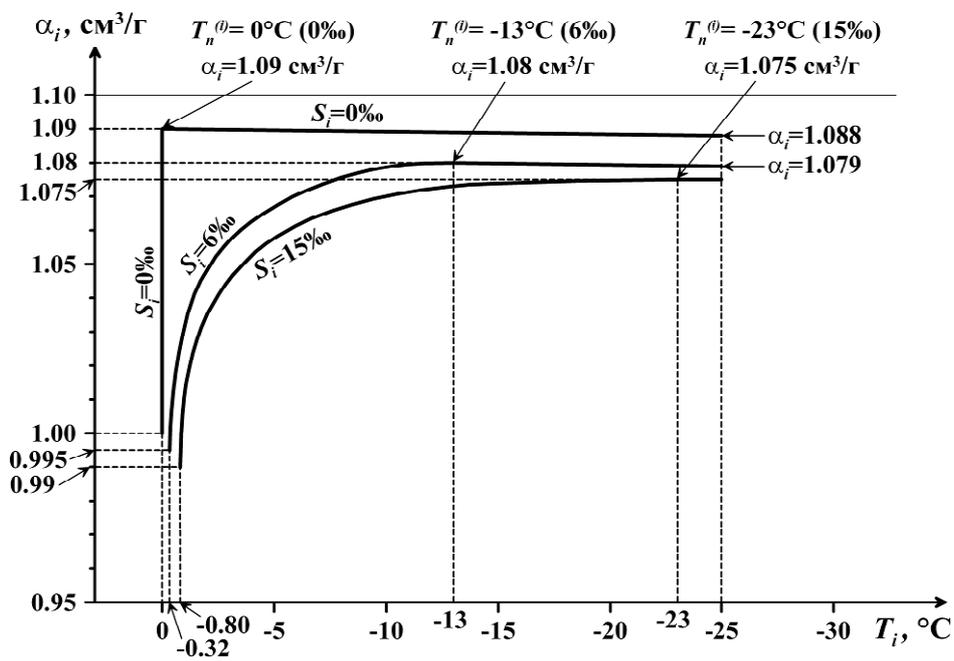


Рис. 1.6. Зависимость удельного объема морского льда α_i от температуры T_i и солёности S_i льда; $T_n^{(\theta)}$ – температура наибольшего объема льда при данной солёности

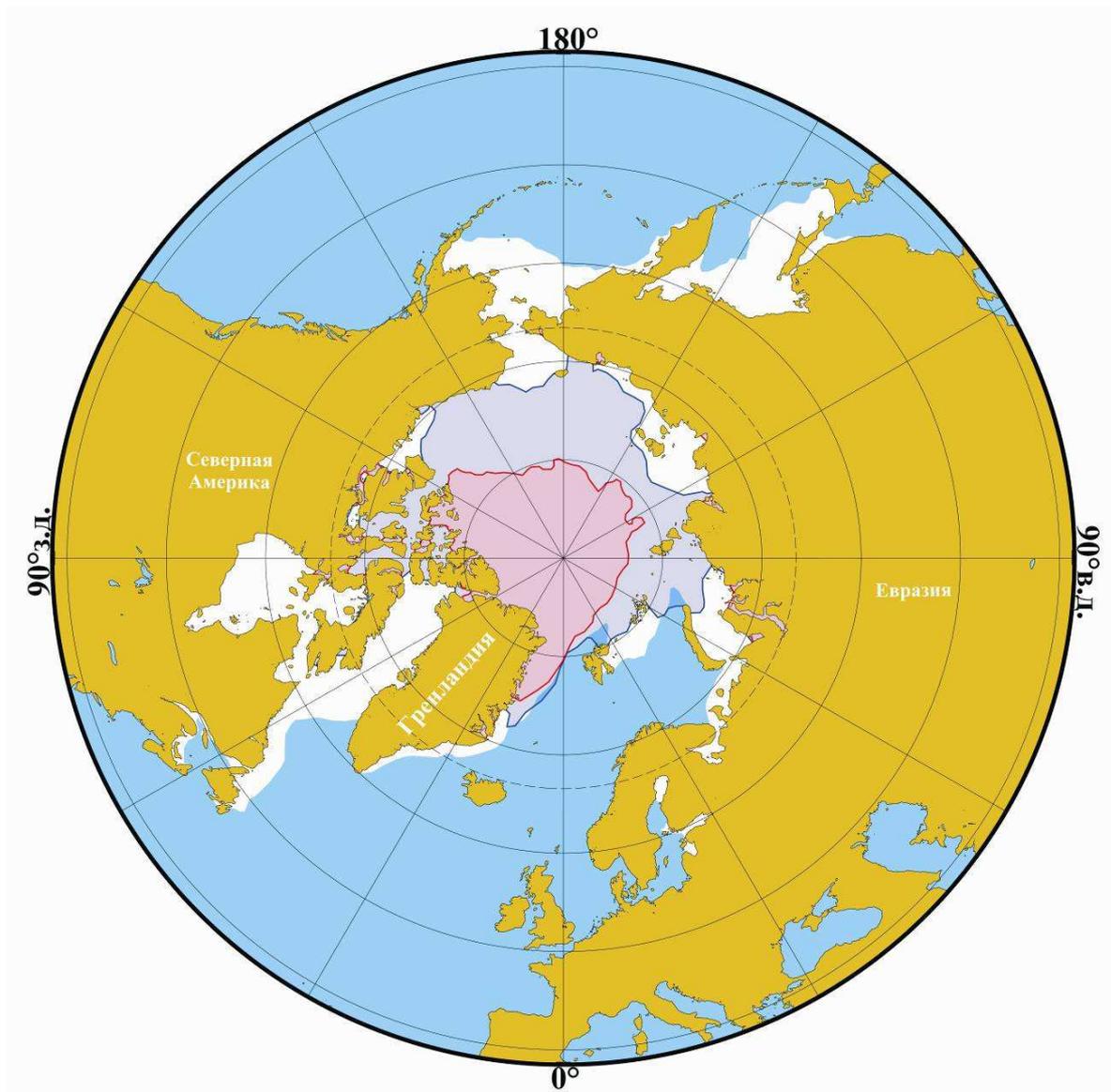


Рис. 1.7. Распространение морского льда в Северном Ледовитом океане в сентябре 1980 г. (синяя заливка), сентябре 2012 г. (красная заливка) и в марте 2012 г. (белая заливка). National Snow & Ice Data Center, <ftp://sidads.Colorado.edu/DATASETS/NOAA/Go2135>

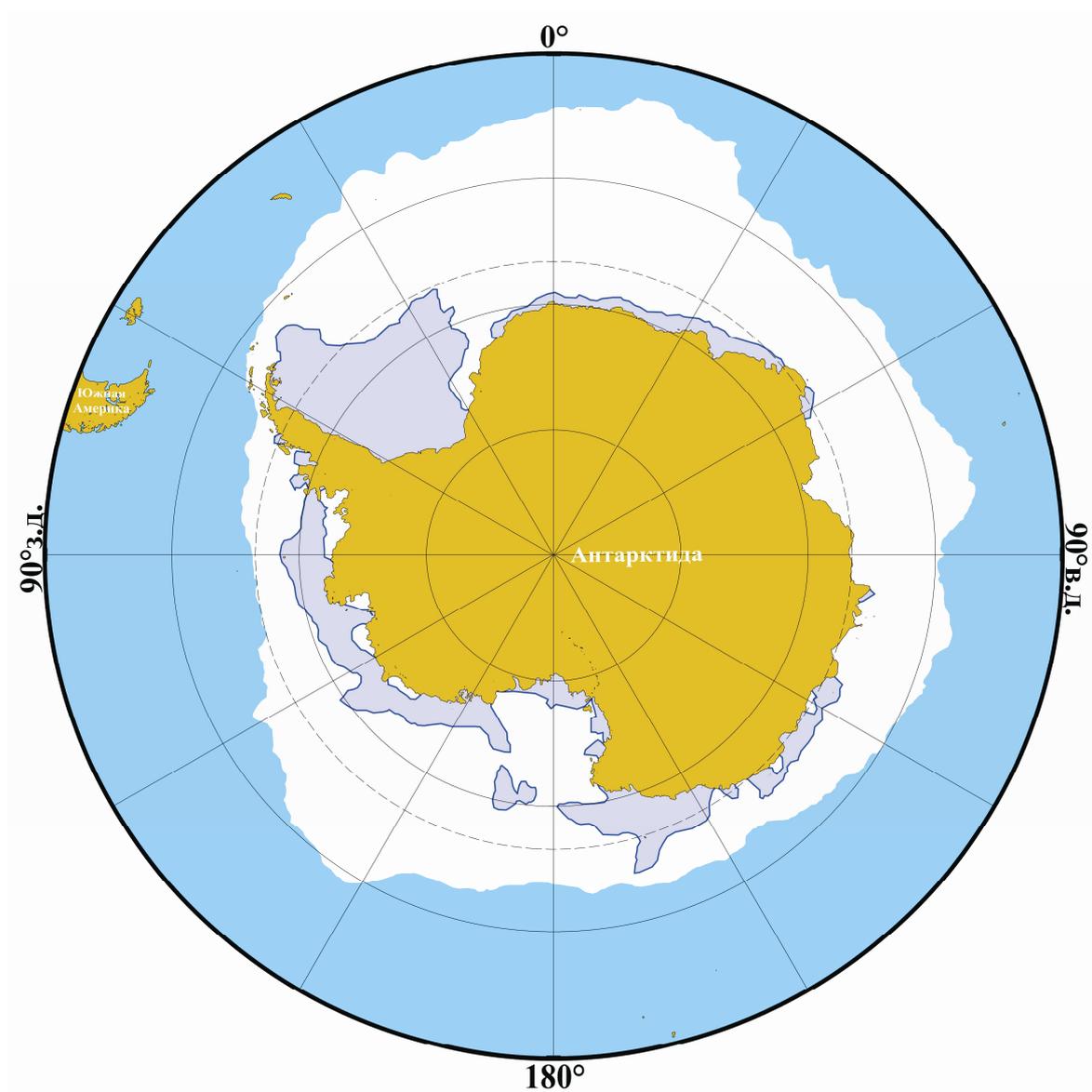


Рис. 1.8. Распространение морского льда в Антарктике в сентябре (белая заливка) и феврале (синяя заливка) 2012 г. Остальное как в подписи к рис. 1.7.

ГЛАВА 2. ТЕРМОХАЛИННАЯ СТРУКТУРА ОКЕАНА

2.1. ПОТОКИ ТЕПЛА И ВЛАГИ НА ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА

Согласно рисунку 2.1 усредненная по поверхности Земли и за год плотность потока излучения Солнца на верхней границе атмосферы составляет 342 Вт/м^2 . Так как тропосфера и стратосфера содержат около 99,9% массы атмосферы, за верхнюю границу атмосферы обычно принимают верхнюю границу стратосферы, располагающуюся в среднем на высоте около 50 км над уровнем моря. Солнце, поверхность которого имеет температуру около 6000 К, излучает в диапазоне длин волн λ приблизительно от 0.15 до 2.5 мкм: ультрафиолетовое излучение при $\lambda < 0.36$ мкм, видимое при $0.36 < \lambda < 0.78$ мкм, и инфракрасное при $\lambda > 0.78$ мкм. Только 20% ($67 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2} / 342 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$) поступающего солнечного излучения поглощается (превращается в тепло) в атмосфере за счет 40-процентного поглощения инфракрасного излучения водяным паром в тропосфере и почти полного поглощения ультрафиолетовой радиации озоном в стратосфере. 31% ($107 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2} / 342 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$) поступающего излучения Солнца отбрасывается обратно в межпланетное пространство вследствие (в порядке важности) отражения излучения капельками воды и кристалликами льда в облаках, альbedo подстилающей поверхности (поверхности океана и суши, причем большое значение имеет отражение радиации Солнца от поверхности снега и льда), рассеяния на аэрозолях (взвешенных в воздухе кристалликах поваренной соли, частицах дыма, вулканического пепла, пыли, поднятой ветром с поверхности пустынь, и т.д.) и на пульсациях плотности воздуха, связанных с броуновским движением молекул атмосферных газов (релеевское рассеяние). Таким образом, $100 - 20 - 31 = 49\%$ поступающей радиации Солнца поглощается подстилающей поверхностью.

Подстилающая поверхность, поглощающая излучение Солнца, сама является источником направленного в атмосферу теплового излучения со средней мощностью 390 Вт/м^2 (см. правую часть рисунка 2.1) в диапазоне длин волн от 4 до 40 мкм, что соответствует средней температуре подстилающей поверхности 288 К. 40 из этих 390 Вт/м^2 проходит через атмосферу и уходит в межпланетное пространство через так называемое «окно пропускания» в диапазоне длин волн от 8 до 12 мкм, а 350 Вт/м^2 поглощаются в атмосфере водяным паром и углекислым газом. В свою очередь атмосфера является источником теплового излучения приблизительно в том же спектральном диапазоне, формируя уходящий в межпланетное пространство поток тепла в 195 Вт/м^2 (с учетом излучения облаков) и поглощаемый подстилающей поверхностью поток в 324 Вт/м^2 . Последнее означает, что эффективное тепловое излучение подстилающей поверхности в атмосфере составляет $390 - 324 = 66 \text{ Вт/м}^2$.

Из рис. 2.1 видно, что радиационные компоненты теплового бюджета не обеспечивают теплового баланса для атмосферы, океана и суши. Этот дисбаланс компенсируется процессами переноса тепла – контактным теплообменом (24 Вт/м^2) и переносом скрытого тепла (78 Вт/м^2) (рис. 2.1). Соответствующая контактному теплообмену плотность потока тепла Q_s (Вт/м^2) из океана в атмосферу в данном месте океана и в данный момент времени оценивается по формуле

$$Q_s = C_s \rho_a c_p^{(a)} V (T_w - T_a), \quad (7a)$$

где T_w и T_a – температуры поверхности океана и приводного слоя воздуха, V – скорость ветра на высоте 10 м над уровнем моря, ρ_a и $c_p^{(a)}$ – средние значения плотности и теплоемкости воздуха в приводном слое, C_s – безразмерный положительный коэффициент. Величина C_s оценивается прямым определением Q_s путем измерений турбулентных пульсаций T_a и вертикальной компоненты скорости ветра над океаном при разных V и $(T_w - T_a)$ [Smith, 1980]. Было получено среднее значение $C_s = 1.0 \cdot 10^{-3}$ для нейтральной стратификации нижнего слоя воздуха при слабых росте и падении C_s соответственно в случаях неустойчивой ($T_w > T_a$) и устойчивой ($T_a > T_w$) стратификации.

Скорость потери тепла океаном Q_e (Вт/м^2) вследствие испарения воды с его поверхности оценивается по формуле

$$Q_e = C_e \rho_a V (q_w - q) L, \quad (7b)$$

где L – удельная теплота парообразования воды, $q = (\rho_v / \rho_a)$ – удельная влажность приводного воздуха в данном месте и в данный момент времени, причем ρ_v – плотность водяного пара, q_w – насыщающее значение q при данной температуре поверхности океана T_w , C_e – безразмерный положитель-

ный коэффициент. Прямые измерения Q_e над океаном при разных $(q_w - q)$ и V [Smith, 1980] дали среднее значение $C_e = 1.2 \cdot 10^{-3}$ для нейтральной стратификации воздуха при слабых росте и падении C_e соответственно в случаях неустойчивой и устойчивой стратификации. Условие климатического постоянства массы водяного пара в атмосфере определяет равенство количества тепла, теряемого океаном (и сушей) в процессе испарения воды с подстилающей поверхности и получаемого атмосферой в процессе конденсации водяного пара с образованием облаков и тумана (рис. 2.1).

Величины тепловых потоков разной природы, демонстрируемые рисунком 2.1, показывают, что земная атмосфера в основном получает тепло не непосредственно от Солнца (67 Вт/м^2), а снизу от подстилающей поверхности ($350 + 78 + 24 = 452 \text{ Вт/м}^2$). Этот эффект обычно называют *парниковым*, а содержащиеся в атмосфере водяной пар и углекислый газ, схватывающие тепловое излучение подстилающей поверхности, – *парниковыми газами*. Эта терминология не совсем корректна [Флигль, Бузингер, 1965]. Действительно, стеклянная крыша парника, как и атмосфера, в основном пропускает излучение Солнца. Однако высокие значения температуры и влажности воздуха в парнике объясняются не поглощением стеклом теплового излучения почвы и растительности, а тем, что крыша парника препятствует процессу конвекции, связанному с нагреванием приземного воздуха подстилающей поверхностью.

Рисунки 2.2 и 2.3 показывают следующие основные особенности среднего географического распределения результирующего потока тепла (суммы излучения Солнца, эффективного излучения океана, потери тепла при испарении, контактного теплообмена) на поверхности океана:

а) Летом океан накапливает тепло, а зимой его теряет в основном вследствие астрономических факторов: сезонной разницы в длительности светового дня и в высоте Солнца над горизонтом; при малой высоте Солнца увеличиваются путь солнечных лучей через атмосферу и угол между направлениями на Солнце и на зенит. Оба фактора приводят к уменьшению потока солнечного излучения, проникающего в океан.

б) В силу тех же астрономических причин разница в результирующих потоках тепла в тропических и полярных широтах больше в зимнем полушарии, чем в летнем. Вкупе с пунктом а) это приводит к среднегодовому нагреванию океана в тропиках и к охлаждению в полярных районах. Возникающий таким образом дисбаланс компенсируется меридиональным переносом тепла в системе океанской циркуляции.

в) Районы теплых течений Куроисио в Тихом океане, Гольфстрима в Атлантике и Западно-Шпицбергенского течения в Северном Ледовитом океане характеризуются очень высокими значениями зимних потоков тепла из океана в атмосферу. Это объясняется (в порядке важности) потерей тепла при испарении, контактным теплообменом и эффективным излучением океана и связано с относительно высокой температурой воды, низкой температурой и сухостью воздуха, а также силой преобладающих северо-западных ветров.

г) Зимой в Южном полушарии в зонах $40\text{--}55^\circ$ ю.ш. во всем Мировом океане и $0\text{--}10^\circ$ ю.ш. в восточных частях Тихого и Атлантического океанов наблюдаются относительные максимумы результирующего потока тепла из атмосферы в океан. Это в основном связано с ослаблением потери тепла при испарении вследствие относительно низких температур воды в северной части Антарктического циркумполярного течения, а также в Чилийско-Перуанском и Бенгельском течениях и продолжающих их Южных пассатных течениях в Тихом и Атлантическом океанах.

На рисунках 2.4 и 2.5 видны следующие основные особенности средних распределений разности скоростей испарения и осадков («результирующего испарения») на поверхности океана:

а) Зоны океана приблизительно от 10 до 25° с.ш. и от 10 до 30° ю.ш. являются зонами повышенных значений результирующего испарения вследствие как максимальных величин испарения, так и минимальных величин осадков. Расположение этих зон очень хорошо коррелируется

с расположением областей минимальной облачности над океанами. Описанный эффект сильнее выражен в зимнем полушарии, чем в летнем.

б) Особенно низкие значения результирующего испарения, в основном связанные с обильным выпадением осадков, наблюдаются в течение всего года в вытянутой вдоль параллели несколько севернее экватора Внутритропической зоне конвергенции (ВЗК), а в летний сезон Южного полушария – еще и в Южно-Тихоокеанской зоне конвергенции (ЮТЗК), протягивающейся от Новой Гвинеи к юго-восточной части Тихого океана. Конвергенция воздушных потоков в приводном слое атмосферы в обеих зонах (см. карты касательного напряжения ветра в разделе, посвященном ветровым течениям в океане) приводит к подъему воздуха, конденсации в нем водяного пара, возникновению мощных кучево-дождевых облаков и к осадкам.

в) Пониженные значения результирующего испарения наблюдаются также в зоне 50–60° ю.ш. Северного полушария в течение всего года и в районе к востоку от Японии летом. Эти эффекты связаны опять-таки с повышенным количеством осадков: вследствие конвергенции воздушных потоков на южной периферии полосы Западных ветров в первом случае и развития летнего муссона, направленного от океана в сторону азиатского побережья, во втором случае.

Абсолютный максимум годового результирующего испарения (2.2 м/год) наблюдается в Красном море, а абсолютный минимум (–2.6 м/год) – в Тихом океане на восточном крае ВЗК у берегов Колумбии [Lagerloef et al., 2010]. В среднем по всему Мировому океану испаряется 1 метр воды в год, что компенсируется 90 сантиметрами осадков и 10 см речного стока.

2.2. СОЛЕННОСТЬ ВОД МИРОВОГО ОКЕАНА

Сравнение рисунков 2.6 и 2.7 с рисунками 2.4 и 2.5 ясно указывает на решающую роль разности испарения и осадков в формировании распределения солёности на поверхности океана. Очень сильный контраст между высокой солёностью поверхностных вод в субтропической и тропической зонах Северной Атлантики, включая Карибское море и Мексиканский залив, и относительно низкой солёностью в части Тихого океана, примыкающей с юго-запада к Центральной Америке (рис. 2.6 и 2.7), объясняется интенсивным испарением воды с поверхности Атлантического океана, дальнейшим переносом водяного пара через Центральную Америку преобладающими северо-восточными ветрами с последующими конденсацией пара и обильным выпадением осадков в Тихом океане (рис. 2.4 и 2.5) [Lagerloef et al., 2010]. На рис. 2.6 и 2.7 выделяются также очень хорошо выраженные локальные минимумы солёности в местах особенно сильных осадков (вершина Бенгальского залива, Панамский и Гвинейский заливы) и вблизи устьев крупных рек: Амазонки, Миссисипи, реки Св. Лаврентия, Ла Платы, Конго, Янцзы, Амура. Наиболее выраженные отклонения изохалин на рис. 2.6 и 2.7 от их преимущественно зонального хода связаны с течениями (см. раздел о течениях в настоящей книге): теплыми и солёными Северо-Атлантическим и его продолжением Норвежским течениями, холодными и распресненными Лабрадорским, Фолклендским, Калифорнийским течениями. Схождение Лабрадорского течения и теплого и солёного Гольфстрима приводит к формированию очень резкого солёностного фронта в северо-западной части Атлантического океана (рис. 2.6 и 2.7).

Солёность ряда внутренних морей, характеризующихся особенно слабым водообменом с открытым океаном, определяется их пресноводным балансом. Так, солёность Средиземного моря и Персидского залива, для которых характерно существенное преобладание испарения над речным стоком и осадками, в некоторых частях водоемов превышает 39 епс (рис. 2.6, 2.7), а солёность Красного моря, где осадки минимальны и речной сток практически отсутствует, достигает 41 епс. С другой стороны, солёность верхнего слоя вод Черного моря с присущим ему превышением осадков и речного

стока над испарением составляет 15–18 епс, а соленость поверхностных вод Балтийского моря изменяется от 12 епс в крайней западной части моря до нескольких епс в вершине Финского залива.

Рисунки 2.8 и 2.9 убедительно показывают, что наблюдающаяся низкая соленость поверхностных вод Арктического бассейна (рис. 2.8–2.11) обусловлена прежде всего пресноводным речным стоком, составляющим в среднем за год 0.2 Св (свердруп, 1 Св = 10^6 м³/с), причем четыре великих реки – Обь, Енисей, Лена и Маккензи – обеспечивают более половины этой величины. Существенно меньший, хотя и вполне заметный, вклад в формирование распресненного поверхностного слоя воды в Арктике вносит приток относительно малосоленой тихоокеанской воды (рис. 2.8, 2.9) через Берингов пролив [Jones et al., 2008] со средним расходом около 1 Св. Так как в Арктике, в отличие от умеренных, субтропических и тропических частей Атлантического, Индийского и Тихого океанов, распределение плотности воды по глубине определяется почти полностью соленостью, а не температурой (рис. 2.11), названные выше источники распресненной воды формируют в Арктическом бассейне мелкий и очень резко выраженный *пикноклин* (халоклин) (рис. 2.10 и 2.11), препятствующий развитию глубокой зимней конвекции и, таким образом, способствующий образованию больших количеств морского льда. Образование льда в осенне-зимний и его таяние в весенне-летний периоды (см. рис. 1.7) приводят к сезонной изменчивости солености поверхностных вод Арктики, особенно ярко выраженной в областях, прилегающих к Сибири, Аляске, Канаде и Гренландии, в проливах Северо-Канадского архипелага, море Баффина, Гудзоновом заливе и бассейне Фокса (рис. 2.8, 2.9).

Распределение солености в глубинах океана определяется потоками влаги на поверхности океана, процессами перемешивания и циркуляцией глубинных вод. Рисунки 2.12–2.14 показывают, что приповерхностные высокосоленные воды тропической и субтропической зон океана (рис. 2.6, 2.7), в чистом виде представленные в южной половине океана на рис. 2.12 и 2.13 и в обоих полушариях на рис. 2.14, занимают относительно тонкий слой толщиной 150–500 м будучи отделены от менее соленых глубинных вод слоем *главного халоклина* с перепадом солености через него, достигающим величины около 2.5 епс в южной части Атлантического океана. Этот перепад не приводит, однако, к потере статической устойчивости океана, так как более чем компенсируется перепадом температуры воды того же знака (см. следующий раздел).

Одной из наиболее примечательных особенностей распределения солености в Мировом океане является существование в его южной половине слоя относительно малосоленой *Антарктической промежуточной воды* (ААПрВ), распространяющейся от Антарктики в сторону экватора на глубинах преимущественно от 500–700 до 1600–1800 м (рис. 2.12–2.16). ААПрВ формируется в верхнем слое антарктической зоны океана (рис. 2.4, 2.5, 2.12–2.14) вследствие существенного преобладания осадков над испарением в этой зоне. Переход ААПрВ из поверхностного в промежуточное по глубине положение происходит в зоне *Субантарктического фронта* (СААФ, рис. 2.12–2.14, 2.16). Дальнейшее распространение ААПрВ в северном направлении носит квазиизопикнический характер, причем в среднем по Мировому океану положение по глубине минимума солености в ААПрВ близко к положению поверхности *условной нейтральной плотности* $\gamma^n = 27.30$ кг/м³ (рис. 2.12–2.16). Плотность γ^n соответствует *нейтральной плотности* $\rho^n = (\gamma^n + 1000)$ кг/м³, рассчитываемой по температуре, солености, давлению, широте и долготе и характеризующейся тем свойством, что при перемещении вдоль изоповерхности $\rho^n(\gamma^n)$ частица воды не совершает работы против силы Архимеда [Jacket, McDougall, 1997]; последнее обстоятельство определяет широкое использование величины γ^n в настоящей книге.

Языкообразная форма изохалин в слое ААПрВ на рис. 2.12–2.14 совсем не означает, что на этих глубинах существуют самостоятельные меридиональные течения, несущие свои воды в направлении, резко отличном от направления течений в вышележащих слоях океана. Наоборот, согласно современным представлениям, в зоне к северу от СААФ (рис. 2.16) ААПрВ занимает нижние слои имеющих преимущественно ветровое происхождение антициклонических субтропиче-

ских круговоротов в южных частях Атлантического, Индийского и Тихого океанов. Переход же ААПрВ из поверхностного в промежуточное по глубине положение (рис. 2.12–2.14) связан с затуханием циклонических вихрей синоптического масштаба (см. соответствующий раздел книги), образующихся в результате отрыва направленных к северу циклонических меандров (крутых изгибов) Субантарктического течения – северной и наиболее сильной ветви Антарктического циркумполярного течения, идущей вдоль СААФ в восточном направлении [Голивец, Кошляков, 2004]. В процессе затухания каждого такого вихря происходит опускание присущего ему купола изопикнических поверхностей, вместе с которым опускается и малосоленая вода, занимавшая поверхностное положение в первое время после отрыва вихря; одновременно происходит и изопикническое смешение этой воды с окружающей, более соленой водой. Как показывают наблюдения, описанный процесс происходит на большей части СААФ, окружающего замкнутым кольцом антарктическую зону океана, в результате чего направленные к северу «языки» воды пониженной солености наблюдаются на любом меридиональном разрезе через южную часть Мирового океана, а сама ААПрВ занимает в Мировом океане площадь, наибольшую среди всех водных масс океана.

В северной половине Тихого океана аналогом ААПрВ является относительно малосоленая *Северо-Тихоокеанская промежуточная вода* (СТПрВ), формирующаяся преимущественно в Охотском море и прилегающих частях Тихого океана вследствие преобладания осадков над испарением и доставляемая течением Ойясио во фронтальную область Куроиси-Ойясио [Yasuda et al., 1996]. Переход СТПрВ из поверхностного в промежуточное по глубине положение происходит в зоне Субарктического фронта (САФ) [Kazmin, Rienecker, 1996] (рис. 2.14), разделяющего Субтропический и Субарктический круговороты в северной части Тихого океана. Механизм этого перехода, вполне аналогичный описанному выше механизму перехода ААПрВ в промежуточный слой океана, связан с формированием и дальнейшим затуханием циклонических вихрей Ойясио и Куроиси (см. раздел о вихрях). Дальнейшее распространение СТПрВ по акватории северной части Тихого океана происходит в нижнем слое Субтропического круговорота этой части океана.

Наиболее примечательным промежуточным слоем воды повышенной солености в Мировом океане является *Средиземноморская промежуточная вода* (СМПрВ) (рис. 2.17, 2.18). Вода с соленостью более 36 епс доставляется в Атлантический океан из Средиземного моря глубинным течением Гибралтарского пролива. После прохождения пролива она опускается на глубину, соответствующую ее плотности ($\gamma^n = 27.70 \text{ кг/м}^3$ в ядре СМПрВ), и далее распространяется в Северной Атлантике в системе ее глубинной циркуляции. Замечательно, что, несмотря на сравнительно небольшие ширину Гибралтарского пролива (22 км), глубину его порога (320 м) и соответственно расход глубинного течения (0.8 св), СМПрВ занимает очень большую территорию в Северной Атлантике (рис. 2.18), будучи обнаруживаемой в слое от 600 до более чем 2500 м по глубине (!) (см. зону 20–45° с.ш. на рис. 2.12). Согласно результатам многочисленных натурных наблюдений, выполненных с начала 1980–х гг., распространение СМПрВ от района Гибралтарского пролива в северо-западном, западном и юго-западном направлениях осуществляется преимущественно в виде «линз» – антициклонических мезомасштабных внутритермоклинных вихрей, содержащих СМПрВ. Более подробно эти вихри будут описаны в последнем разделе книги. Изопикническому распределению солености на рис. 2.18 соответствует подобное ему изопикническое распределение потенциальной температуры с перепадом от 11 °С у берегов Португалии до 6.4 °С на 60° з.д.

Вода очень высокой солености, формирующаяся в Красном море и Персидском заливе, поступает через Баб-Эль-Мандебский и Ормузский проливы в северо-западную часть Аравийского моря, где смешивается с местной водой повышенной солености (рис. 2.4, 2.5, 2.13, 2.16). В результате образуется мощный слой высокосоленой воды (см. северную часть разреза на рис. 2.13), которая затем распространяется на юг вдоль восточного побережья Африки в слое приблизительно от 600 до 1600 м вплоть до южной оконечности континента [Tomczak, Godfrey, 2002].

На рис. 2.12 виден очень толстый «язык» относительно высокосоленой ($S > 34.7$ епс) глубинной воды, вытянутый с севера на юг в западной части Атлантического океана (положение

разреза – на рис. 1.1). Эта водная масса, характеризующаяся значением $\gamma^n = 28.02 \text{ кг/м}^3$ в своем ядре и получившая название *Северо-Атлантической глубинной воды* (САГВ), формируется в Гренландском море, море Ирмингера у юго-восточного побережья Гренландии и в Лабрадорском море в процессе вертикальной зимней конвекции и затем переносится на юг Глубинным западным пограничным течением (ГЗПТ) Атлантики (рис. 2.19, 2.20; см. также раздел о течениях). Относительно высокая соленость САГВ объясняется примесью поверхностной атлантической воды субтропического происхождения (см. рис. 2.6, 2.7), доставляемой в области формирования САГВ Северо-Атлантическим, Норвежским и Западно-Шпицбергенским течениями и течением Ирмингера, и Средиземноморской промежуточной воды (см. рис. 2.12, зона 20–45° с.ш., глубины 800–2500 м). По достижению зоны Южно-Атлантического течения и северных струй Антарктического циркумполярного течения на 40–45° ю.ш. САГВ увлекается этими течениями на восток и интенсивно, главным образом изопикнически, смешивается с более холодными и менее солеными субантарктическими и антарктическими водами, формируя *Нижнюю циркумполярную глубинную воду* с $\gamma^n = 28.08 \text{ кг/м}^3$ в ее ядре. Следы верхней части этой воды в виде направленных на восток языков повышенной солености видны на рис. 2.20 в южных частях Индийского и Тихого океанов.

2.3. ТЕМПЕРАТУРА И ПЛОТНОСТЬ ВОД МИРОВОГО ОКЕАНА

В силу очевидных астрономических причин распределение температуры на поверхности океана имеет квазизональный характер (рис. 2.21, 2.22). Основные отклонения изотерм от зонального хода связаны с океанскими течениями, причем особенно ярко этот эффект выражен в северной части Атлантического океана (САО) и Северо-Европейском бассейне (СЕБ), где теплые Северо-Атлантическое и Норвежское течения у восточных берегов океана и холодные Восточно-Гренландское и Лабрадорское течения у его западных берегов приводят к зональным перепадам температуры порядка 11–12 °С в САО в зимний период и в СЕБ в летний период года (рис. 2.21, 2.22). Отметим также очень сильные возмущения поля температуры, связанные с холодными Чилийско-Перуанским, Калифорнийским, Канарским и Бенгельским течениями. В силу опять же ясных астрономических причин амплитуда сезонных колебаний температуры поверхности океана (см. рис. 2.21, 2.22) мала в низких и высоких широтах и велика в средних широтах, достигая максимума в зоне 40–50 °с.ш.: 16–17 °С у берегов Нью-Фаундленда и Новой Шотландии в Атлантическом океане, у южной оконечности о. Хоккайдо и северо-восточного берега о. Хонсю в Тихом океане; 20–21 °С в Японском море у Владивостока, в северо-западной части Черного моря и в Азовском море; 24–25 °С в северных частях Желтого и Каспийского морей.

Упомянутые выше сезонные колебания температуры воды распространяются в глубину океана процессами вертикального турбулентного перемешивания. В летний период года это в основном связано с воздействием ветра на поверхности океана, формированием и опрокидыванием ветровых волн. В результате в океане образуется однородный по вертикали прогретый *верхний перемешанный слой* (ВПС), характеризующийся типичной толщиной порядка 20–40 м (см. Северное полушарие на рис. 2.23) и отделенный от нижележащих более холодных вод слоем *сезонного термоклина* (рис. 2.25, 2.26). Несмотря на то, что рисунки 2.23 и 2.24 относятся к августу и февралю конкретного 2005 года, качественно они неплохо отражают основные особенности средних многолетних распределений толщины ВПС в указанные месяцы.

Хотя в зимний период года описанный выше механизм образования ВПС сохраняется и даже, как правило, усиливается вследствие характерного для зимы усиления ветра, значительно большие величины толщины ВПС связаны зимой с процессом конвекции, обусловленной зимней отдачей тепла океаном в атмосферу. При этом максимальные значения толщины ВПС достигаются

в тех районах океана, где зимнее охлаждение верхнего слоя океана сочетается с относительно высокой его соленостью: в обширном районе наиболее северной части Северной Атлантики от Бискайского залива до моря Лабрадор с ярко выраженными локальными максимумами толщины ВПС в море Ирмингера у южной оконечности Гренландии, в море Лабрадор и в двух районах Гренландского моря (рис. 2.24); в северной части Саргассова моря и в аналогичном по структуре океанской циркуляции районе к югу и юго-востоку от Японии (толщина ВПС до 400 м в указанных районах); в субантарктической зоне Тихого и Индийского океанов непосредственно к северу от Субантарктического фронта (рис. 2.23, положение фронта см. на рис. 2.16). Обращают на себя внимание чрезвычайно резкие горизонтальные градиенты толщины ВПС на участках *Северного полярного фронта* (положение фронта см. на карте поверхностных течений в разделе о течениях), отделяющих распресненные воды Лабрадорского и Восточно-Гренландского течений от примыкающих к ним с востока соленых вод центральной части моря Лабрадор и восточной части Гренландского моря (рис. 2.24, см. также рис. 2.6).

Упомянутый выше Северный полярный фронт, отделяющий холодную (и распресненную) арктическую воду от теплой (и более соленой) воды атлантического происхождения и протягивающийся от северо-восточного побережья Северной Америки к Гренландии, затем к Исландии, далее к Шпицбергену и, наконец, к Кольскому побережью, прекрасно виден на рис. 2.27. Относительно высокая температура (около -1.5 °С, рис. 2.27, 2.28) слоя воды, непосредственно прилегающего снизу ко льду (см. рис. 1.7), связана с ее относительно низкой соленостью (рис. 2.8, 2.9). Повышенные значения температуры воды у некоторых участков арктического побережья и в районе Берингова пролива в летний период (рис. 2.28) обусловлены речным стоком и поступлением в Арктику относительно теплой воды из Тихого океана.

Основные закономерности распределения температуры воды в глубинах океана хорошо видны на рис. 2.29–2.31. Теплая вода тропической и субтропической зон океана занимает относительно тонкий слой, будучи отделенной от холодной глубинной воды полярного происхождения слоем *главного термоклина*, в Атлантическом и Тихом океанах примерно совпадающего с главным халоклином (рис. 2.12, 2.14). Перепад температуры через главный термоклин очень велик, составляя около 15 °С в субтропиках и 20 – 25 °С (!) в экваториальной зоне океана (рис. 2.29–2.32). Выход главного термоклина на поверхность океана приблизительно определяет положение на этой поверхности Субарктического и Субантарктического фронтов (рис. 2.29–2.31), разделяющих субтропические и субполярные циркуляционные системы океана.

Как видно из рис. 2.29–2.31, главный термоклин заглублен в субтропиках и поднят в экваториальной зоне океана, в результате чего в слое 200 – 1000 м горизонтальные распределения температуры, в отличие от ее распределения на поверхности океана (рис. 2.21, 2.22), характеризуются максимумами температуры в субтропиках, причем центры этих максимумов резко смещены к западным берегам океанов (рис. 2.33). Причиной такого распределения температуры является приспособление поля плотности (температуры) воды к полю вызванных ветром течений, имеющее, в частности, следствием приблизительное совпадение изотерм на горизонтальных поверхностях с линиями тока течений. Подробнее этот эффект будет разъяснен в разделе об океанских течениях.

В разделе о солености океана было сказано, что в Арктике, в отличие от основных частей акватории Мирового океана, распределение плотности воды по глубине определяется распределением солености, а не температуры. С этим связано существование в Арктике *промежуточного* слоя относительно теплой воды, занимающей глубины приблизительно от 100 до 800 м с максимумом температуры на 200 – 400 м (рис. 2.10, 2.11, 2.34–2.36), что примерно соответствует $\sigma_\theta = 27.90$ кг/м³. Из рис. 2.34, 2.35 видно, что эта вода имеет атлантическое происхождение и поступает в Арктический бассейн с Западно-Шпицбергенским течением, после чего опускается на промежуточные горизонты вследствие перекрытия ее сверху распресненной и потому более

легкой водой местного происхождения (рис. 2.8–2.10). Так как самый верхний слой воды, прилегающий ко льду, имеет температуру около $-1.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ (рис. 2.27, 2.28), рис. 2.35 ясно показывает, что теплая атлантическая вода занимает всю площадь Арктического бассейна; о схеме ее циркуляции будет сказано в соответствующем разделе. Как можно заключить из рис. 2.36, очень холодная вода, занимающая глубины Арктического бассейна (рис. 2.37), формируется в Гренландском море в процессе зимней вертикальной конвекции и поступает в Арктический бассейн через глубоководную часть пролива Фрама, разделяющего Гренландию и Шпицберген (рис. 1.3).

Рисунки 2.29–2.31 и 2.38 ясно показывают, что на распределение температуры воды на наибольших глубинах океана в Южном полушарии и в тропических широтах Северного полушария определяющее влияние оказывает поступление особенно холодной воды из Антарктики. В результате осенне-зимнего охлаждения, осолонения при ледообразовании и соответствующего уплотнения шельфовая антарктическая вода опускается вдоль антарктического склона в окружающие Антарктиду котловины, активно смешиваясь при этом с Циркумполярной глубинной водой. В результате формируется *Антарктическая донная вода* (ААДВ) с потенциальной температурой в основном от -0.8 до $0.2\text{ }^{\circ}\text{C}$, причем особенно интенсивно это формирование происходит в море Уэдделла, у берега Адели в австралийском секторе Антарктики и в море Росса. После образования значительная часть ААДВ распространяется в восточном направлении вдоль южных склонов квазициркумполярной цепочки хребтов Южного океана (см. рис. 1.2), смешиваясь при этом с вышележащей *Нижней циркумполярной глубинной водой* (НЦГВ, $0.8^{\circ} < \theta < 2.0\text{ }^{\circ}\text{C}$) и внося тем самым вклад в формирование располагающейся между ними *Циркумполярной донной воды* (ЦДВ) с θ от 0.2 до $0.8\text{ }^{\circ}\text{C}$. ЦДВ, кроме того, формируется в прилегающей к материковому склону Антарктиды части океана с помощью того же механизма, который приводит к формированию ААДВ. Как показывает рис. 2.38, ААДВ, ЦДВ и НЦГВ в разных пропорциях для разных океанов проникают на север вдоль котловин Атлантического, Индийского и Тихого океанов, причем в Атлантике следы НЦГВ просматриваются у дна океана до $45\text{--}50^{\circ}$ с.ш.

Как указывалось выше, на большей части акватории Мирового океана распределение плотности воды по глубине управляется распределением ее температуры, а в Арктике (и в некоторых областях Антарктики) – распределением солёности. Причина этого проста – высокие значения температуры воды в верхнем слое океана, а значит, и высокие значения перепада температуры от верхних слоев к глубинам океана, в низких и средних широтах и низкие значения температуры в верхнем слое океана в высоких широтах. Сравнение рисунка 2.39 с рисунком 2.31 ясно показывает общее подобие в распределениях плотности и температуры воды на трансокеанском разрезе с *главным пикноклином* в распределении плотности, совпадающим по положению с *главным термоклин*ом. С другой стороны, рис. 2.11 с очевидностью демонстрирует главенствующую роль солёности в формировании распределения плотности воды в Арктике.

Важным физическим параметром океана, связанным с распределением в нем плотности воды, является частота Вайсяля N , определяемая как собственная частота вертикальных колебаний выведенной из равновесия частицы океанской воды. С хорошей точностью N может быть рассчитана по формуле

$$N^2 = (g/\rho_0)(d\rho/dz - (d\rho/dz)_{\infty}) = (g/\rho_0)E(z), \quad (8)$$

где $E(z)$ – введенная в разделе 1.3.5 статическая устойчивость океана, ось z направлена вниз, g – ускорение свободного падения, $\rho_0 = 1.035\text{ г/см}^3$ – средняя плотность океана. Диапазон изменчивости N в океане очень велик – от периода колебаний порядка 10 минут в сезонном пикноклине до нескольких часов в глубинах океана. На рис. 2.40 даны вертикальные распределения N , соответствующие рисункам 2.25, 2.26 и 2.32.

РИСУНКИ К ГЛАВЕ 2

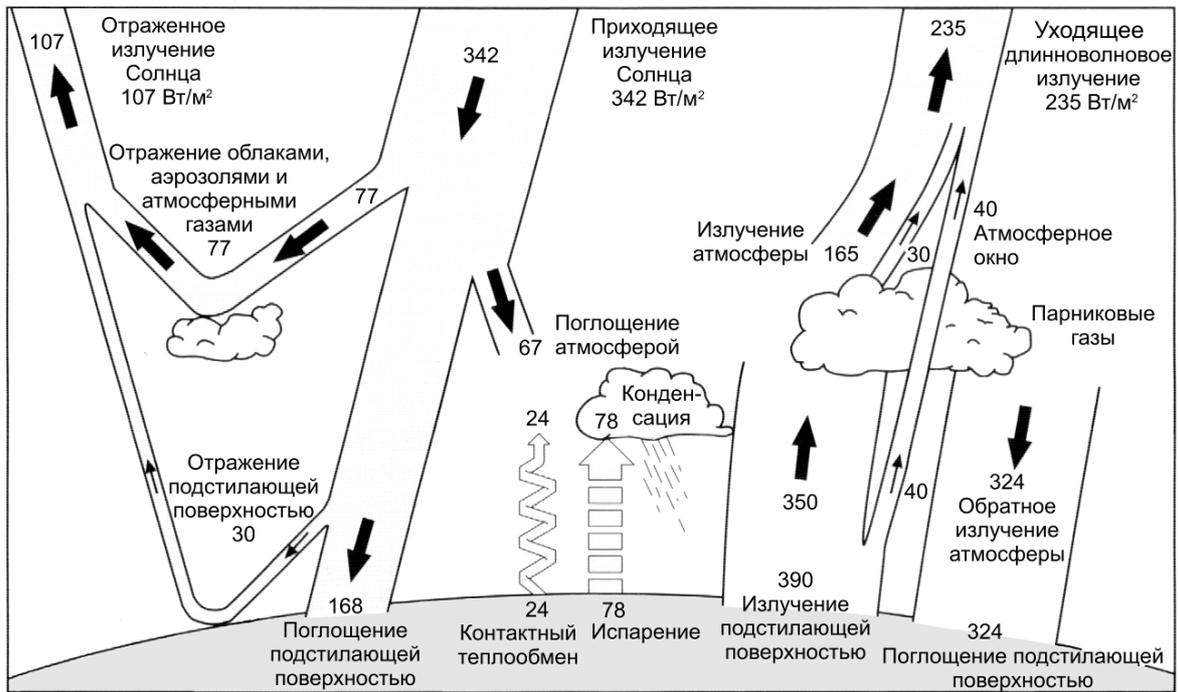


Рис. 2.1. Тепловой баланс атмосферы, океана и суши в Вт/м^2 [Kiehl, Trenberth, 1997]

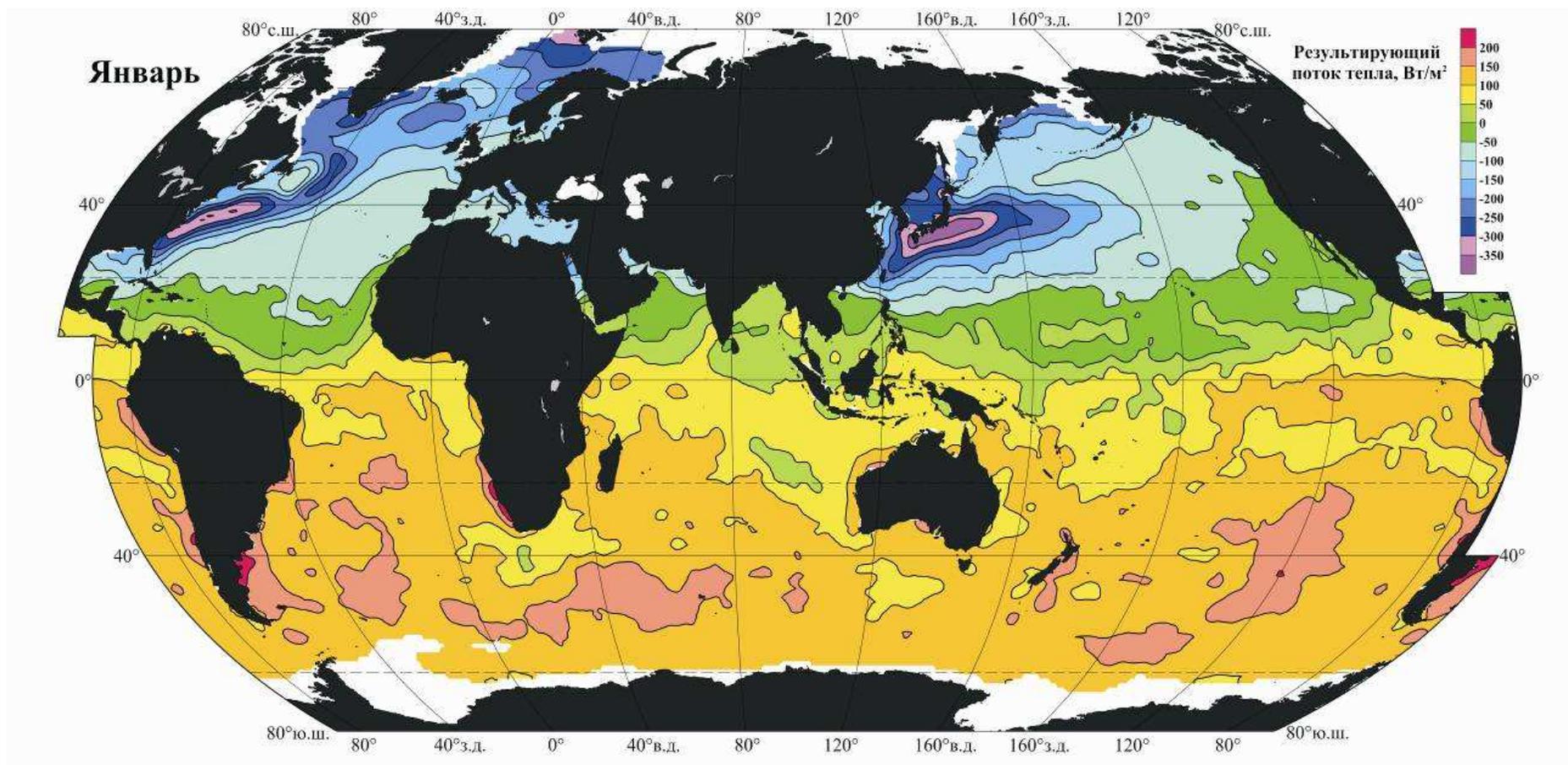


Рис. 2.2. Результирующий поток тепла ($\text{Вт}/\text{м}^2$) на поверхности океана в январе [Josey et al., 1998]. Положительные значения потока соответствуют получению тепла океаном, отрицательные – потере тепла

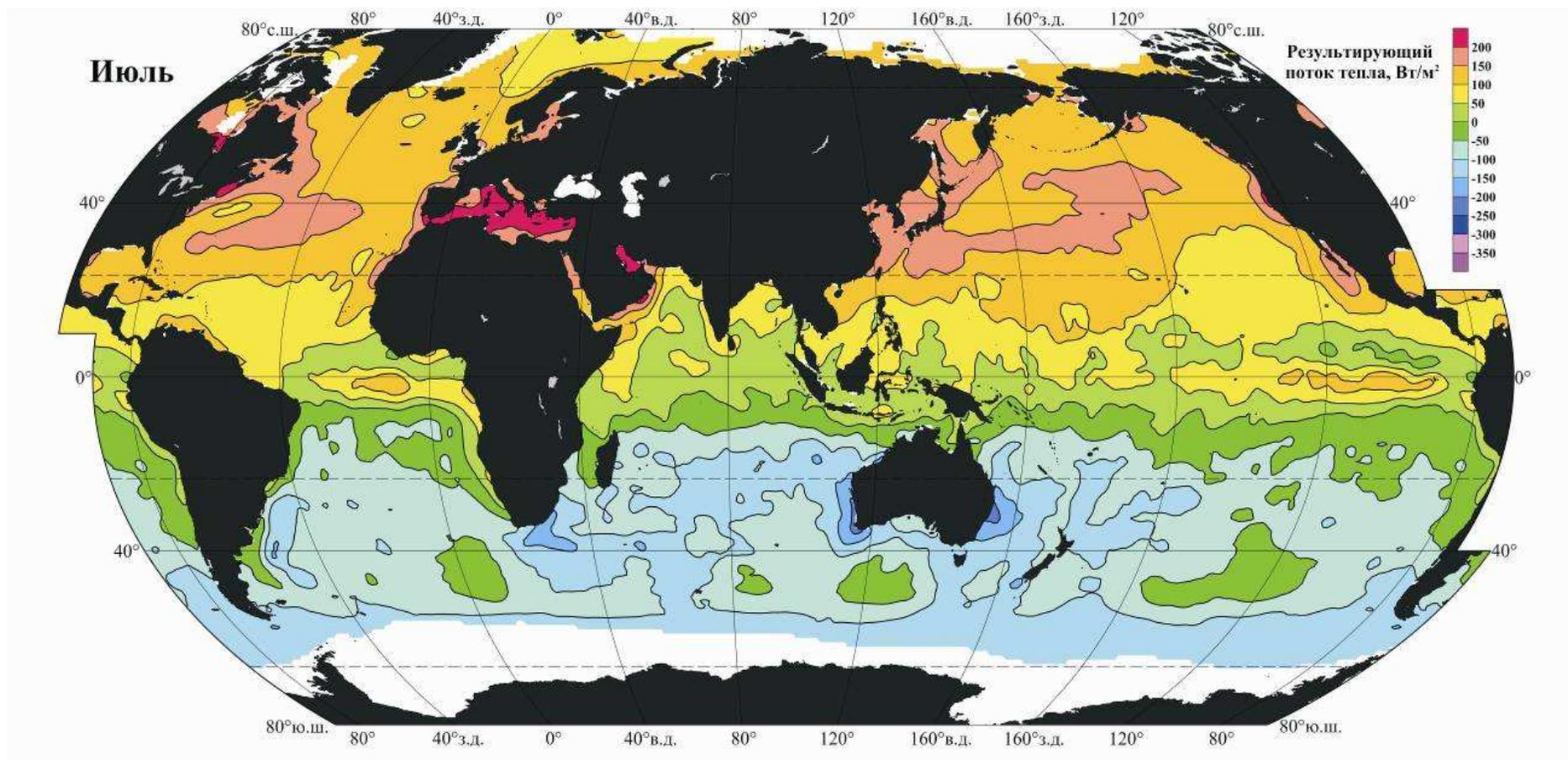


Рис. 2.3. Результирующий поток тепла (Вт/м²) на поверхности океана в июле [Josey et al., 1998].
Остальное как на рис. 2.2

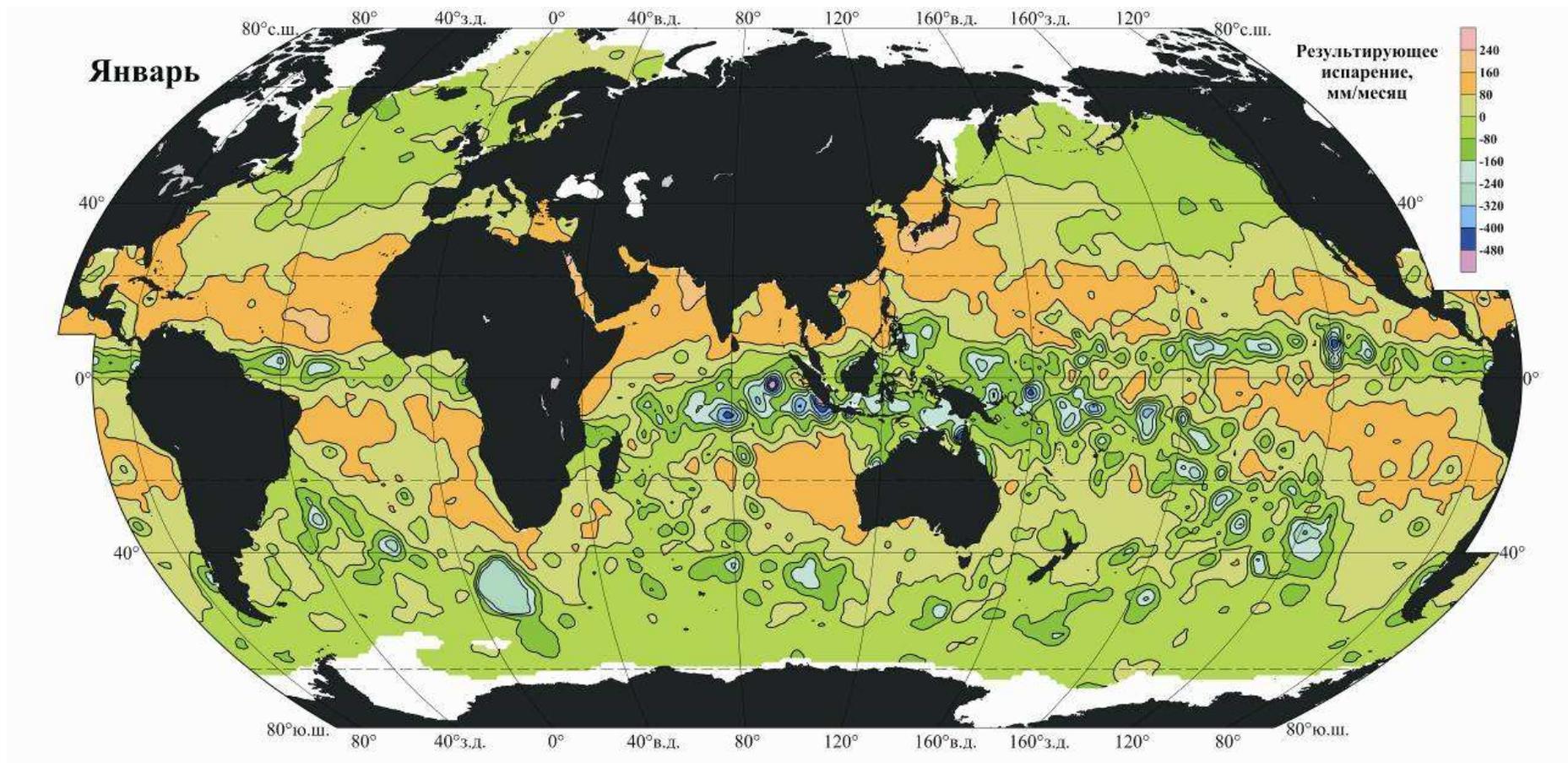


Рис. 2.4. Результирующее испарение (мм/месяц) на поверхности океана в январе [Josey et al., 1998]. Положительные значения результирующего испарения соответствуют превышению испарения над осадками, отрицательные – превышению осадков

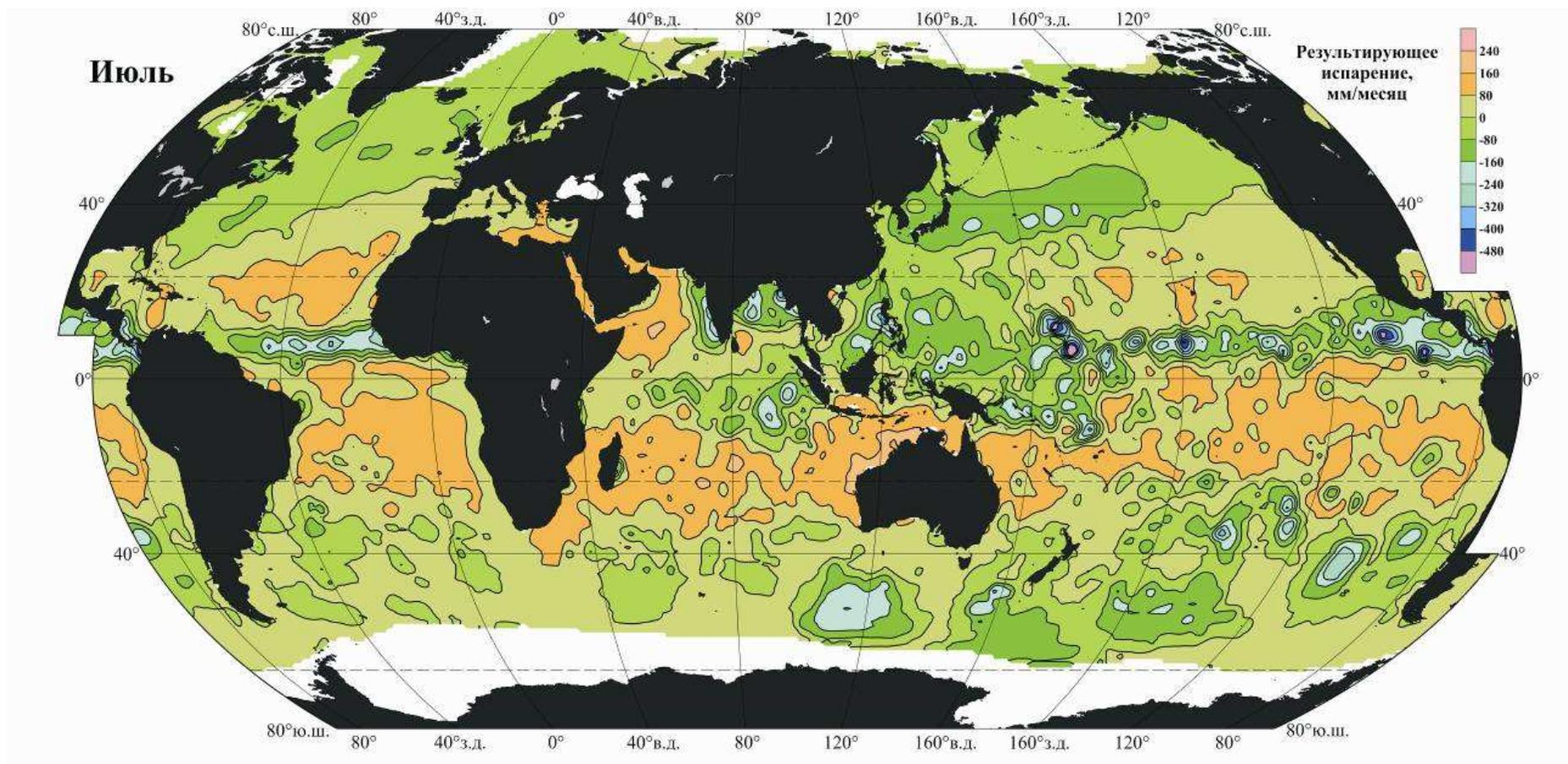


Рис. 2.5. Результирующее испарение (мм/месяц) на поверхности океана в июле [Josey et al., 1998].
Остальное как на рис. 2.4

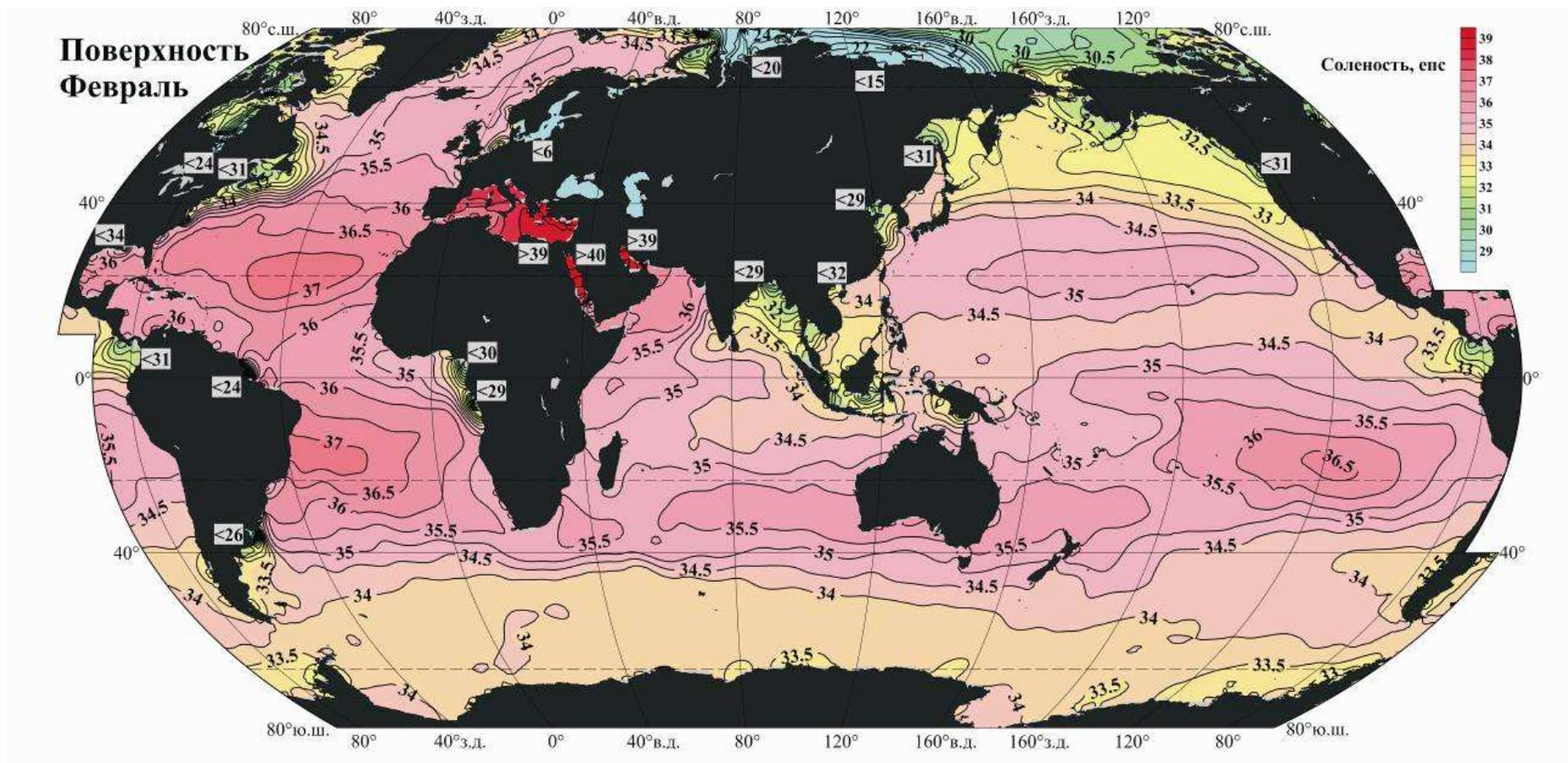


Рис. 2.6. Среднеклиматическое распределение солености (‰) на поверхности Мирового океана в феврале. Данные из World Ocean Atlas 2009 (http://www.nodc.noaa.gov/OC5/WOA09/pr_woa09.html)

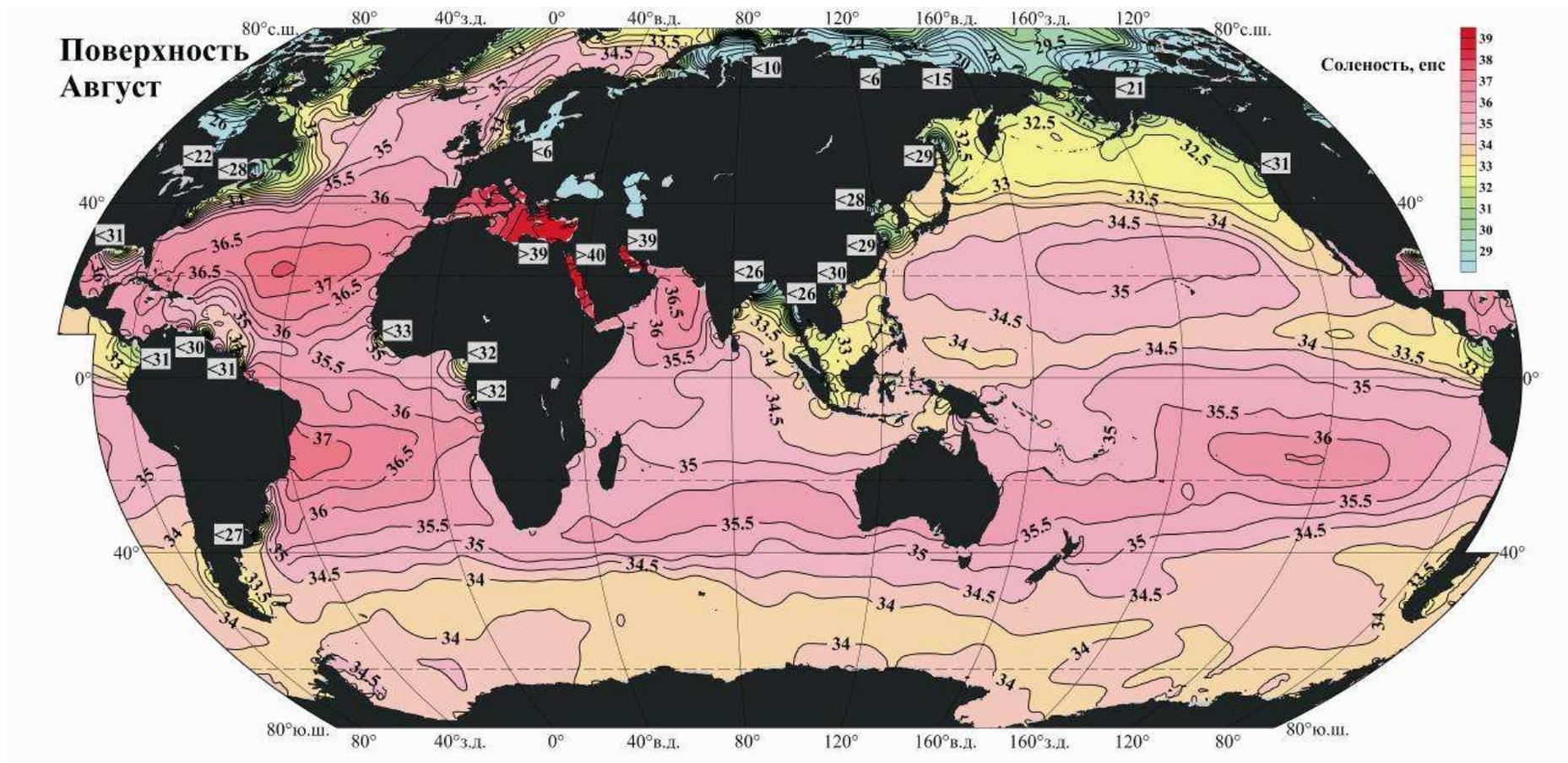


Рис. 2.7. Среднеклиматическое распределение солености (епс) на поверхности Мирового океана в августе. Остальное как в подписи к рис. 2.6

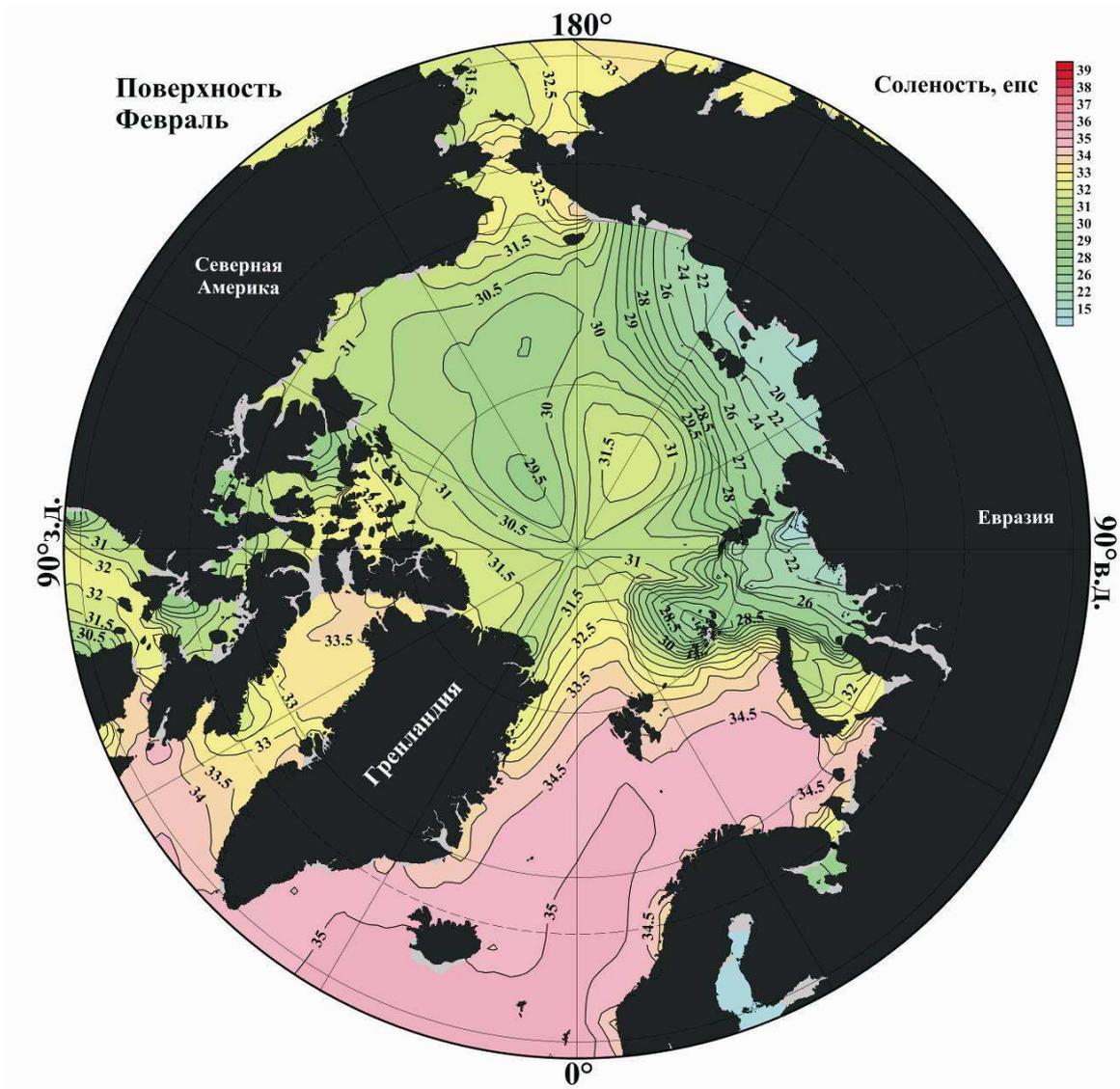


Рис. 2.8. Среднеклиматическое распределение солености (‰) на поверхности Северного Ледовитого океана в феврале. Остальное как в подписи к рис. 2.6

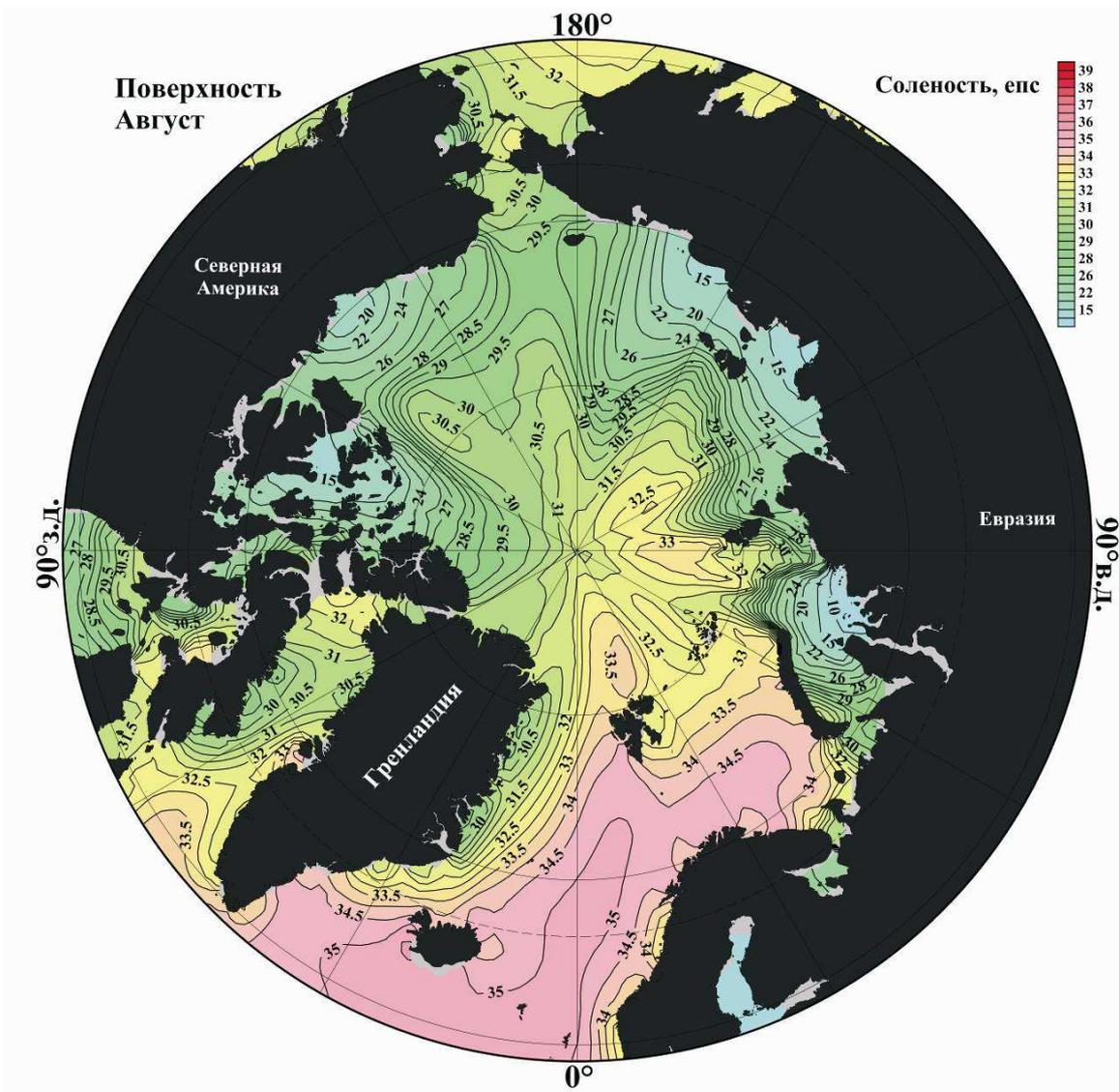


Рис. 2.9. Среднеклиматическое распределение солености (епс) на поверхности Северного Ледовитого океана в августе. Остальное как в подписи к рис. 2.6

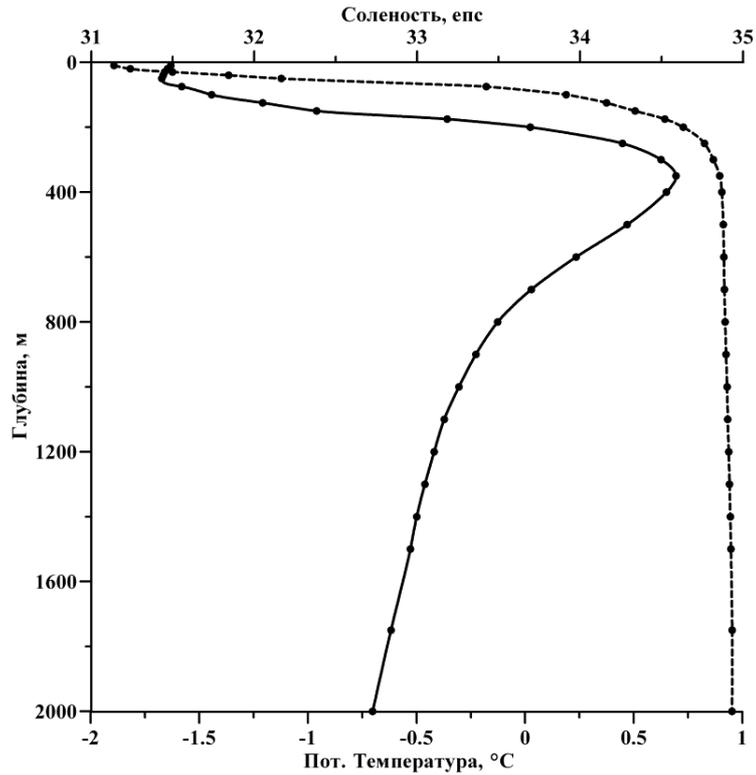


Рис. 2.10. Среднеклиматические вертикальные распределения потенциальной температуры (сплошная кривая) и солености (штриховая кривая) для Северного полюса, данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]

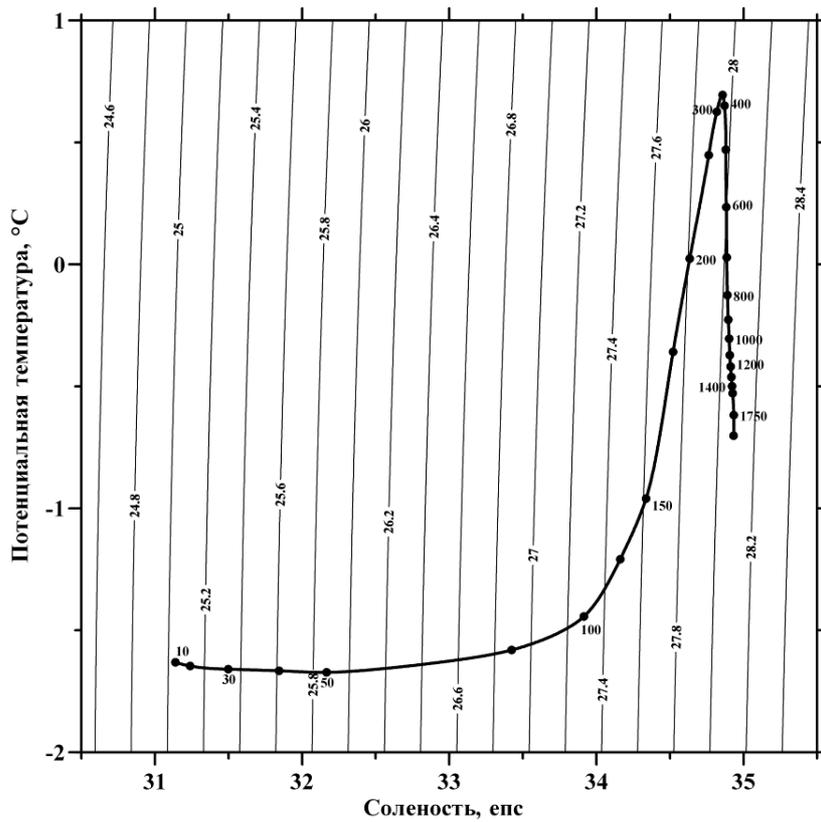


Рис. 2.11. θ - S кривая для Северного полюса (см. рис. 2.10). Даны также изолинии условной потенциальной плотности σ_θ в кг/м^3 . Точки и числа около них на θ - S кривой показывают глубину в метрах

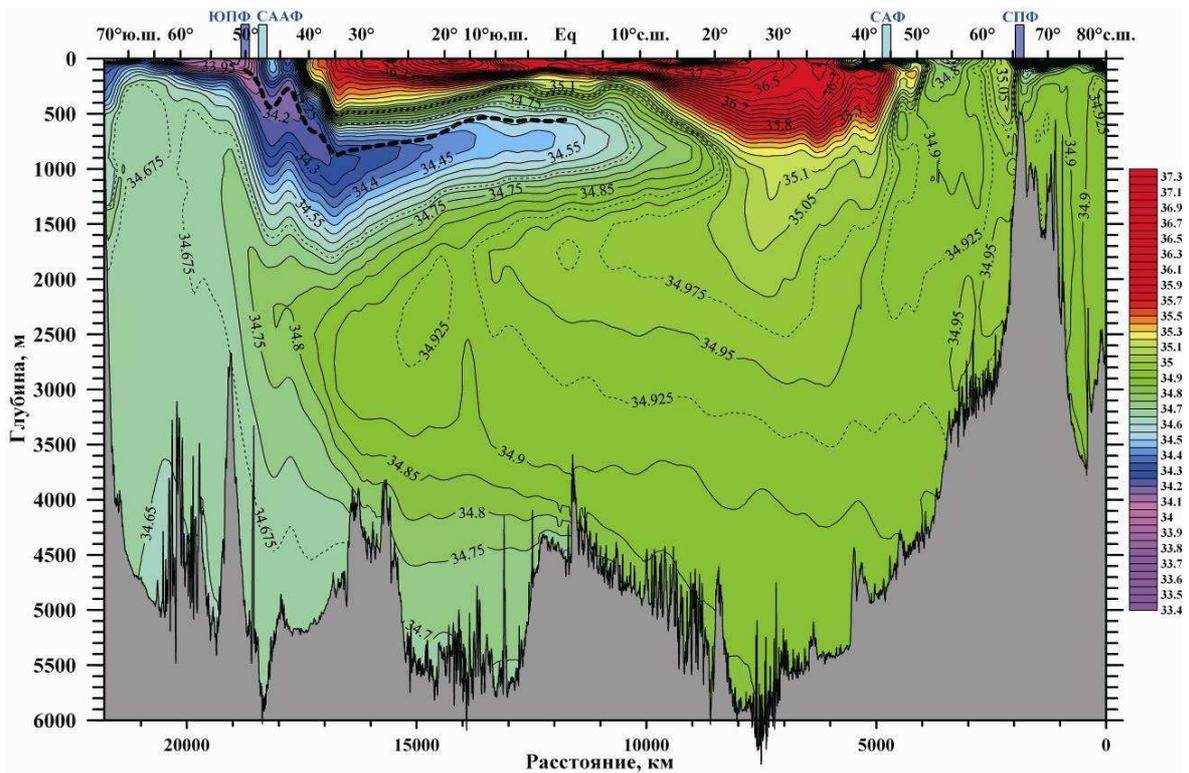


Рис. 2.12. Среднеклиматическое распределение солёности (εps) на квазимеридиональном разрезе в западной части Атлантического океана, данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]. Положение разреза дано на рис. 1.1. Жирная штриховая линия – изолиния условной нейтральной плотности $\gamma^n = 27.30 \text{ кг/м}^3$. СПФ, ЮПФ, САФ и СААФ – соответственно Северный и Южный полярные, Субарктический и Субантарктический фронты

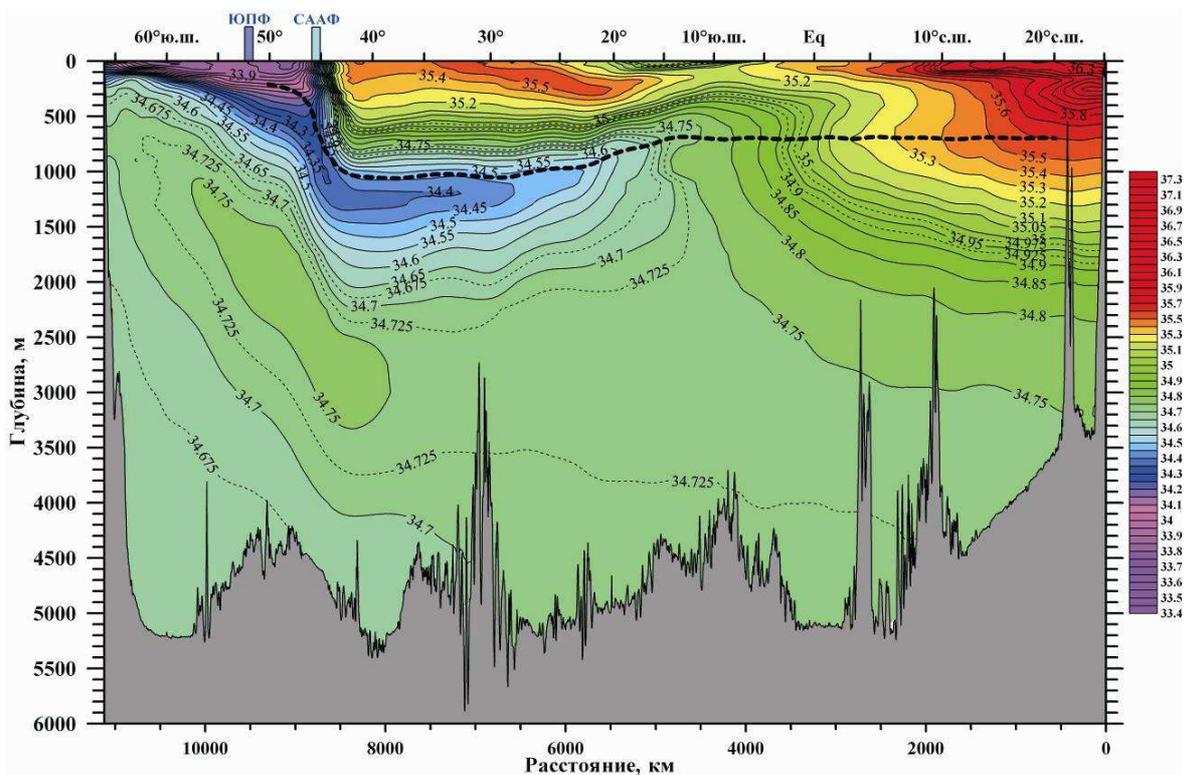


Рис. 2.13. Среднеклиматическое распределение солёности (εps) на квазимеридиональном разрезе в западной части Индийского океана, данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]. Остальное как на рис. 2.12

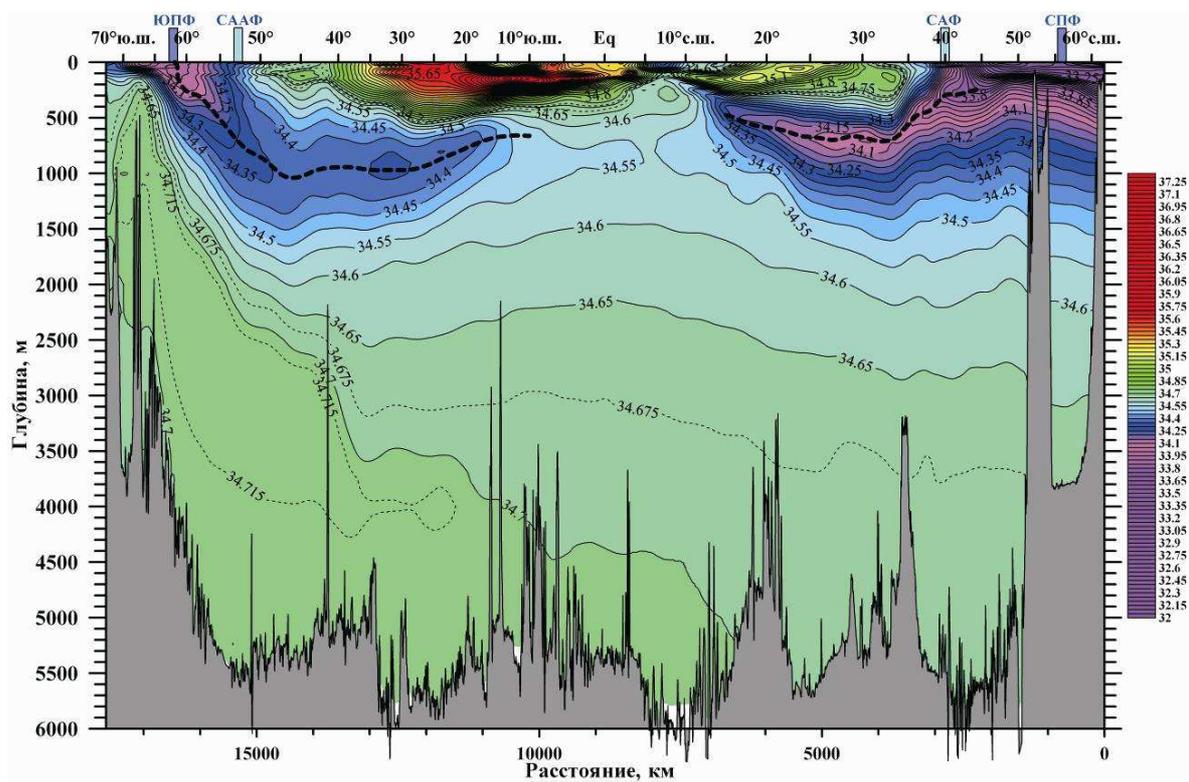


Рис. 2.14. Среднеклиматическое распределение солёности (пс) на квазимеридиональном разрезе в западной части Тихого океана, данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]. Жирные штриховые линии – изолинии $\sigma^s = 27.30$ (на юге) и $\sigma^s = 26.90$ кг/м³ (на севере). Остальное как на рис. 2.12

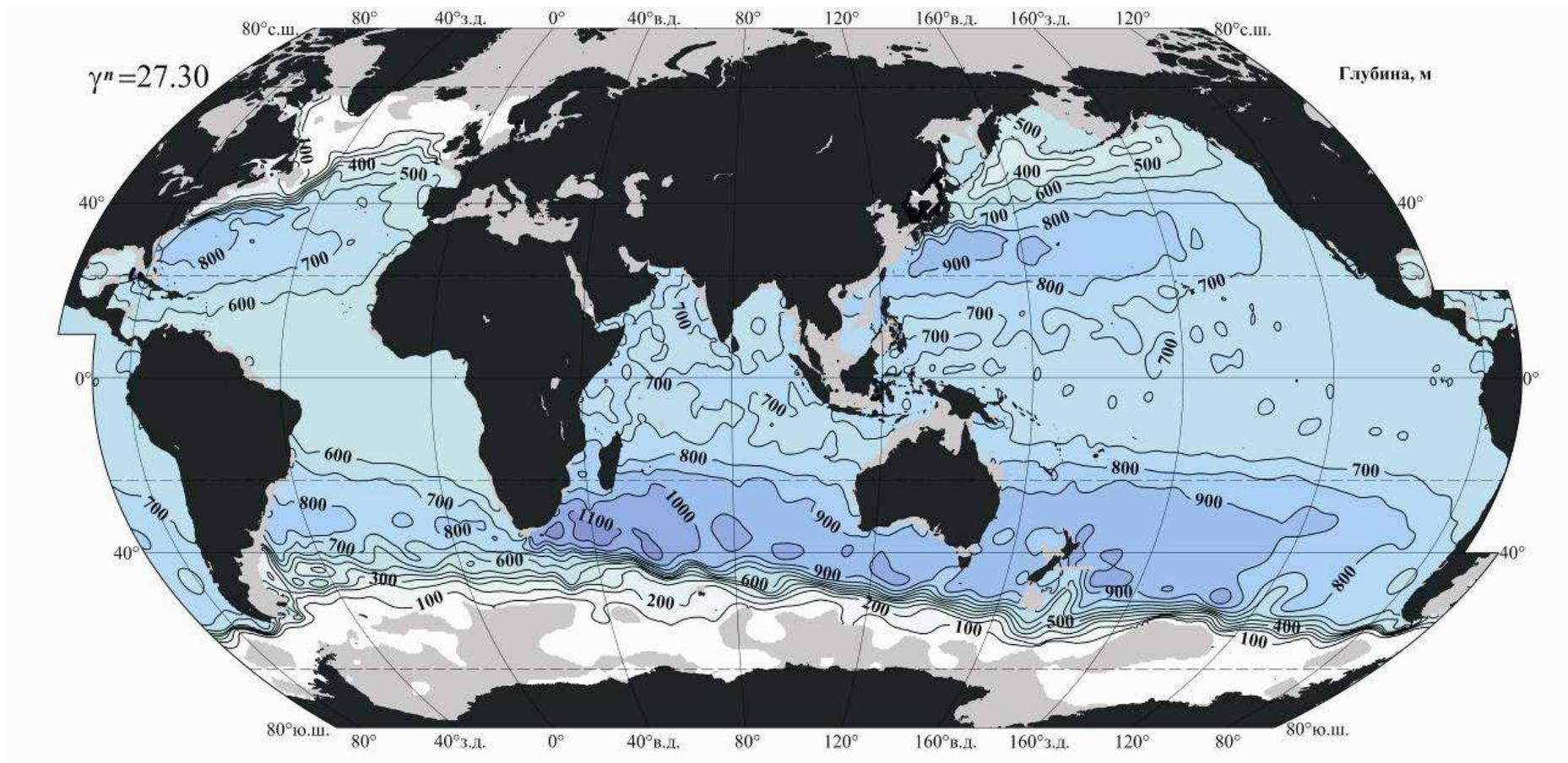


Рис. 2.15. Среднеклиматическая глубина (м) поверхности $\gamma^n = 27.30 \text{ кг/м}^3$, данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]

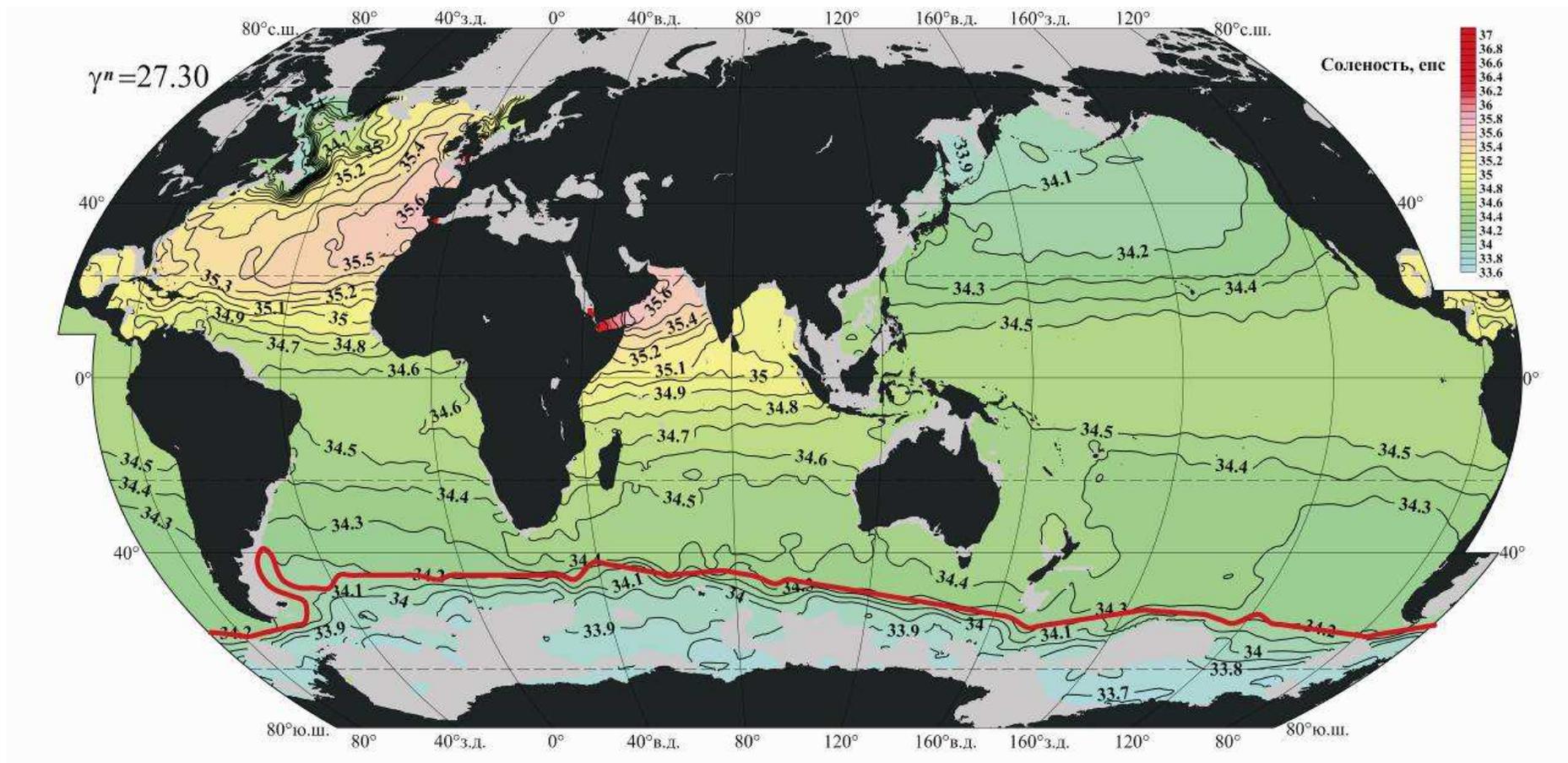


Рис. 2.16. Среднеклиматическое распределение солености (епс) на поверхности $\gamma^n = 27.30$ кг/м³, данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]. Красной жирной кривой показан Субантарктический фронт

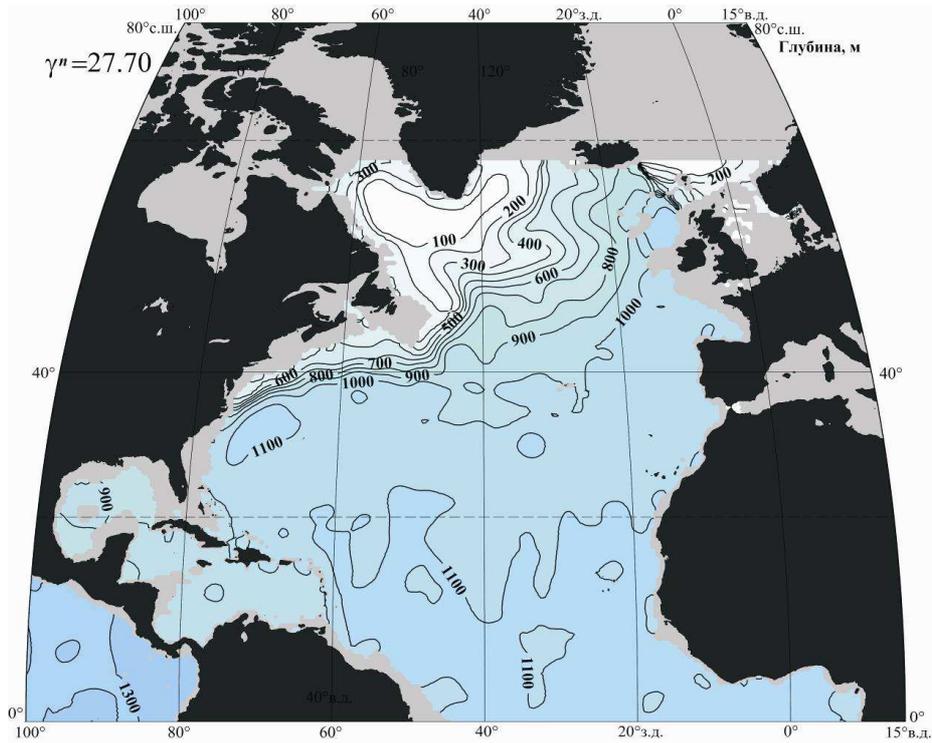


Рис. 2.17. Среднеклиматическая глубина (м) поверхности $\gamma^n = 27.70 \text{ кг/м}^3$ в Северной Атлантике, данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]

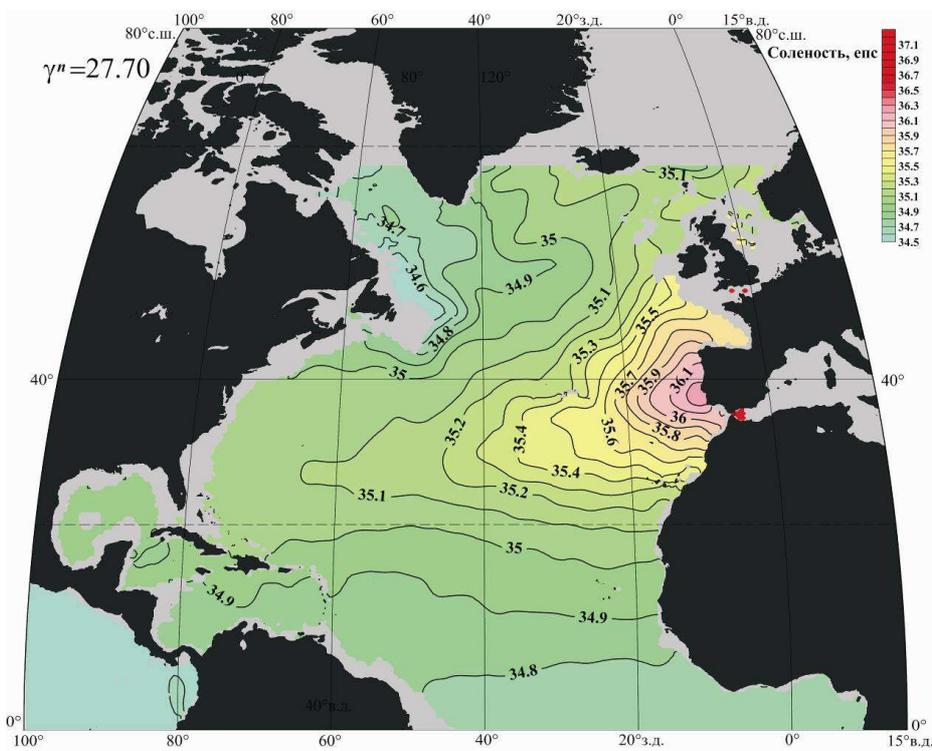


Рис. 2.18. Среднеклиматическое распределение солености (епс) на поверхности $\gamma^n = 27.70 \text{ кг/м}^3$ в Северной Атлантике, данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]

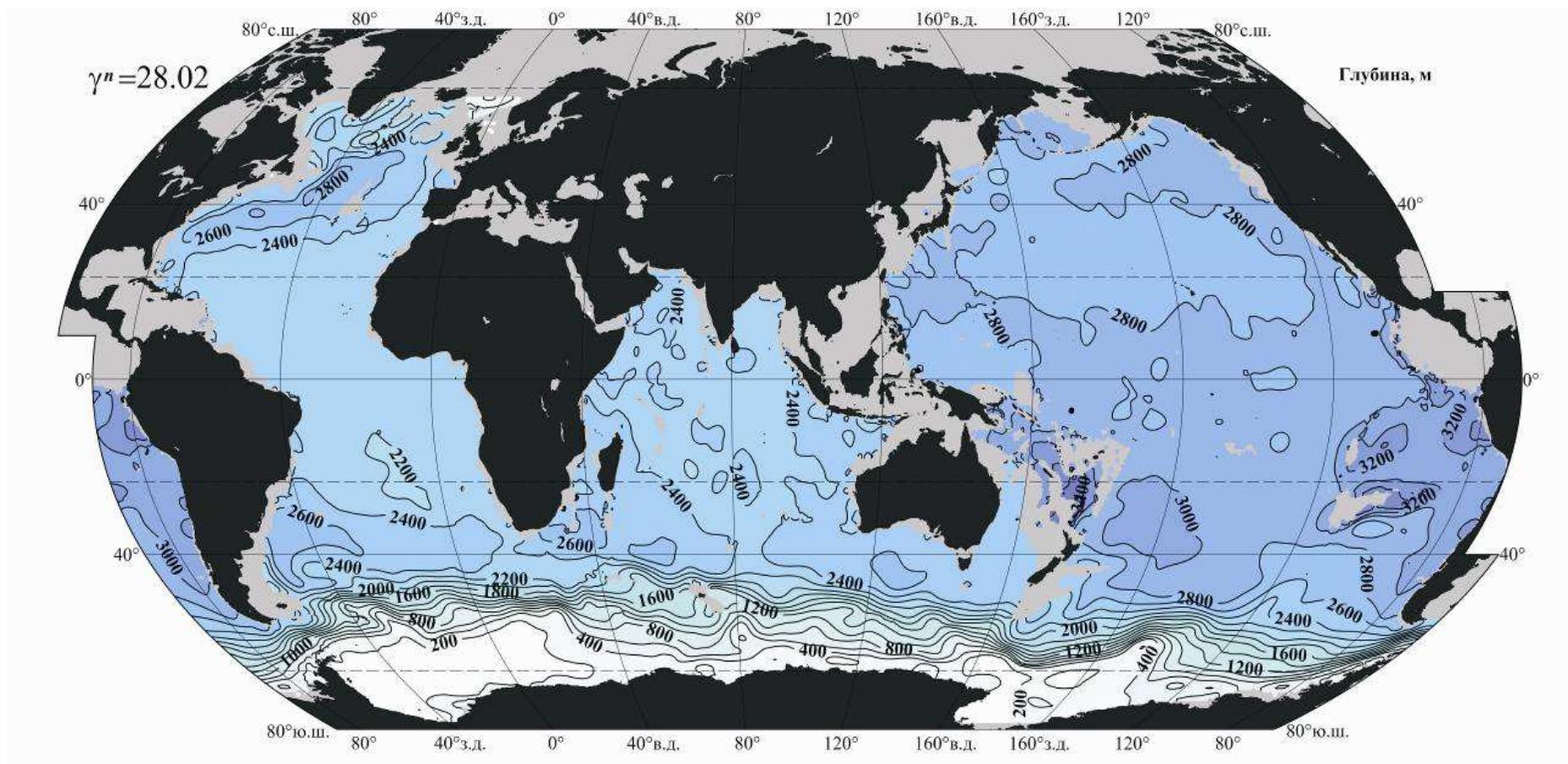


Рис. 2.19. Среднеклиматическая глубина (м) поверхности $\gamma^n = 28.02$ кг/м³, данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]

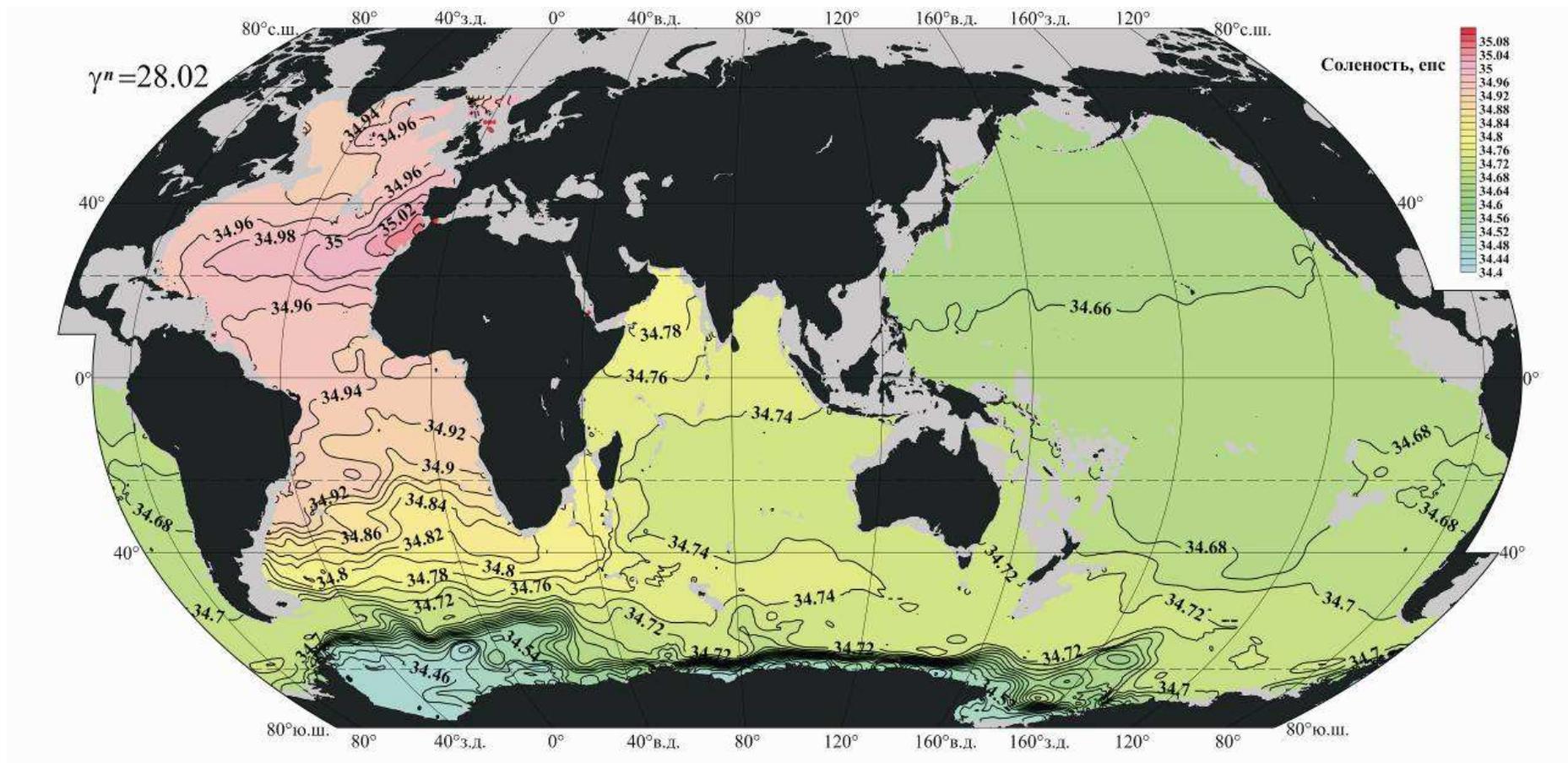


Рис. 2.20. Среднеклиматическое распределение солености (пс) на поверхности $\gamma^n = 28.02$ кг/м³, данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]

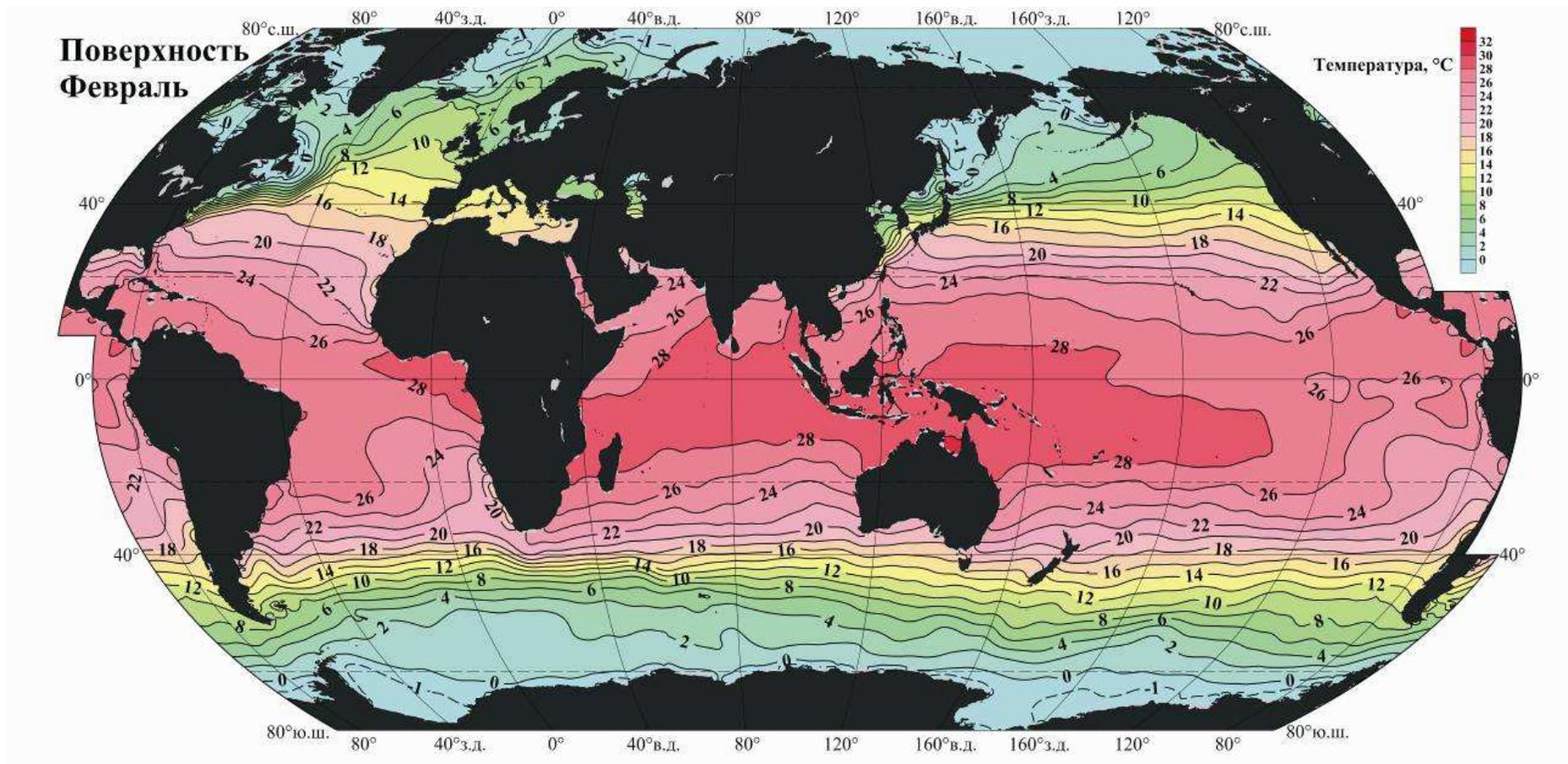


Рис. 2.21. Среднеклиматическое распределение температуры (°C) на поверхности Мирового океана в феврале. Данные из World Ocean Atlas 2009 (http://www.nodc.noaa.gov/OC5/WOA09/pr_woa09.html)

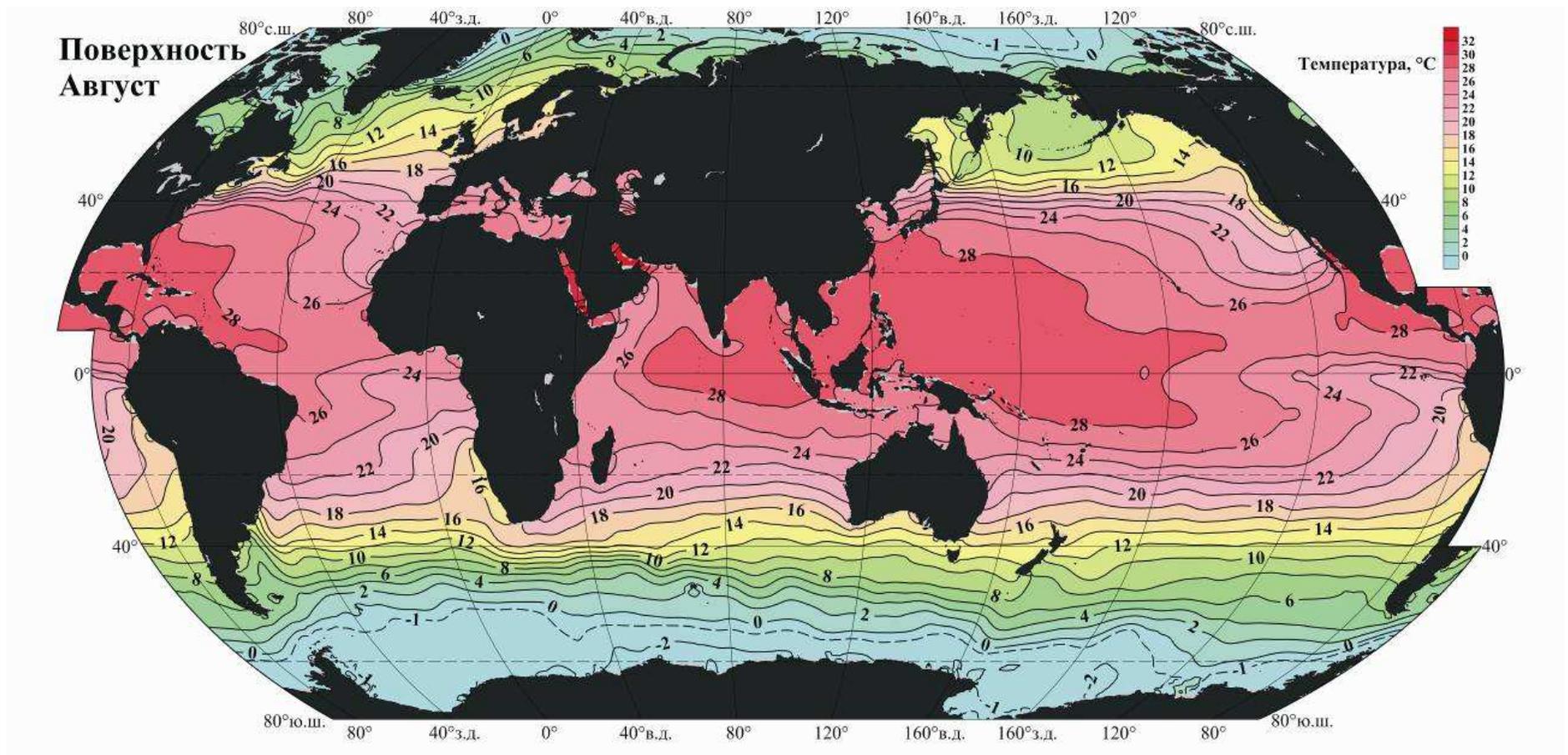


Рис. 2.22. Среднеклиматическое распределение температуры (°C) на поверхности Мирового океана в августе. Остальное как в подписи к рис. 2.21

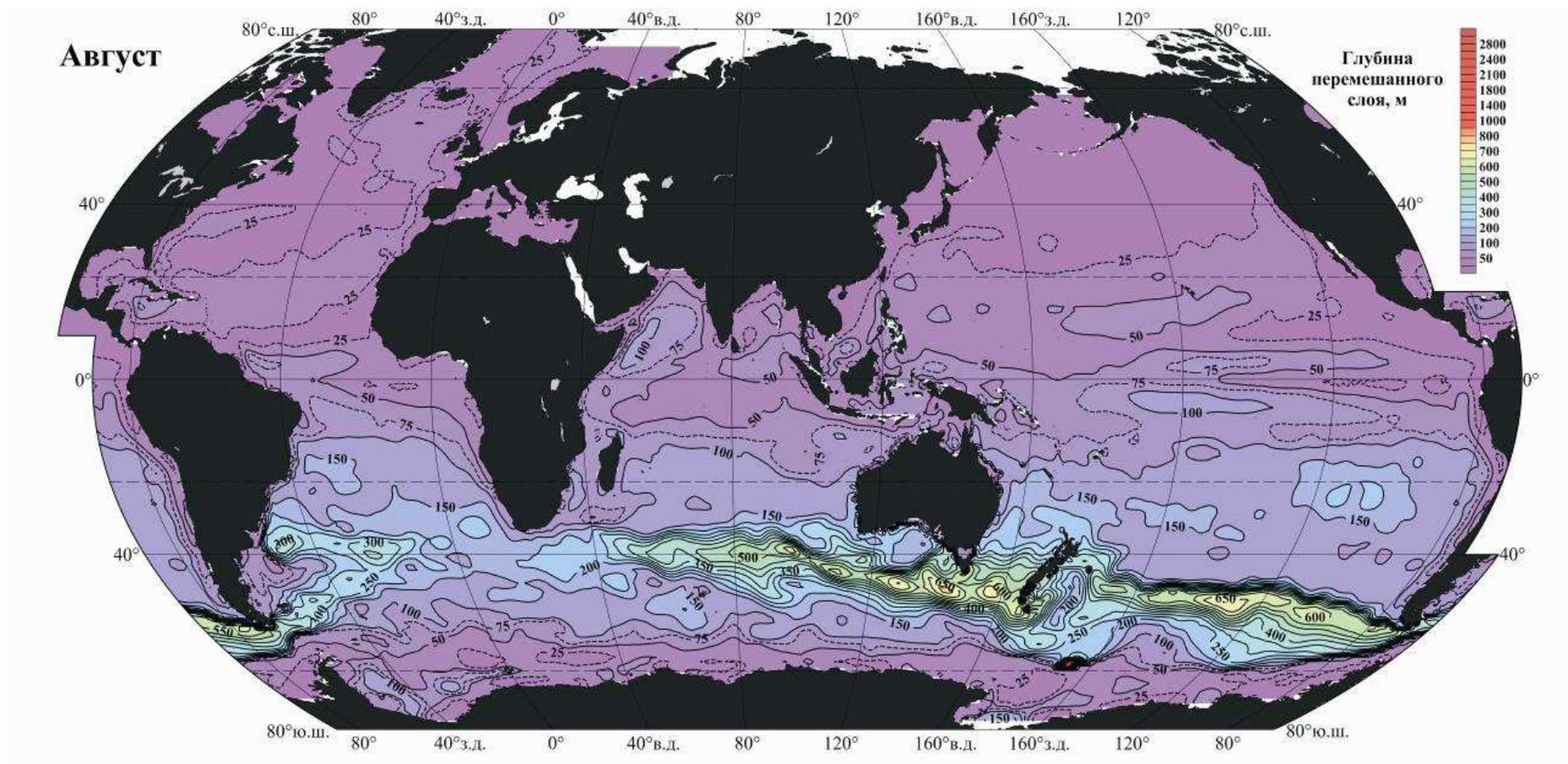


Рис. 2.23. Толщина верхнего перемешанного слоя (м) в августе 2005 г. в Мировом океане. Данные атласа OCCAM (<http://www.ecco-group.org>)

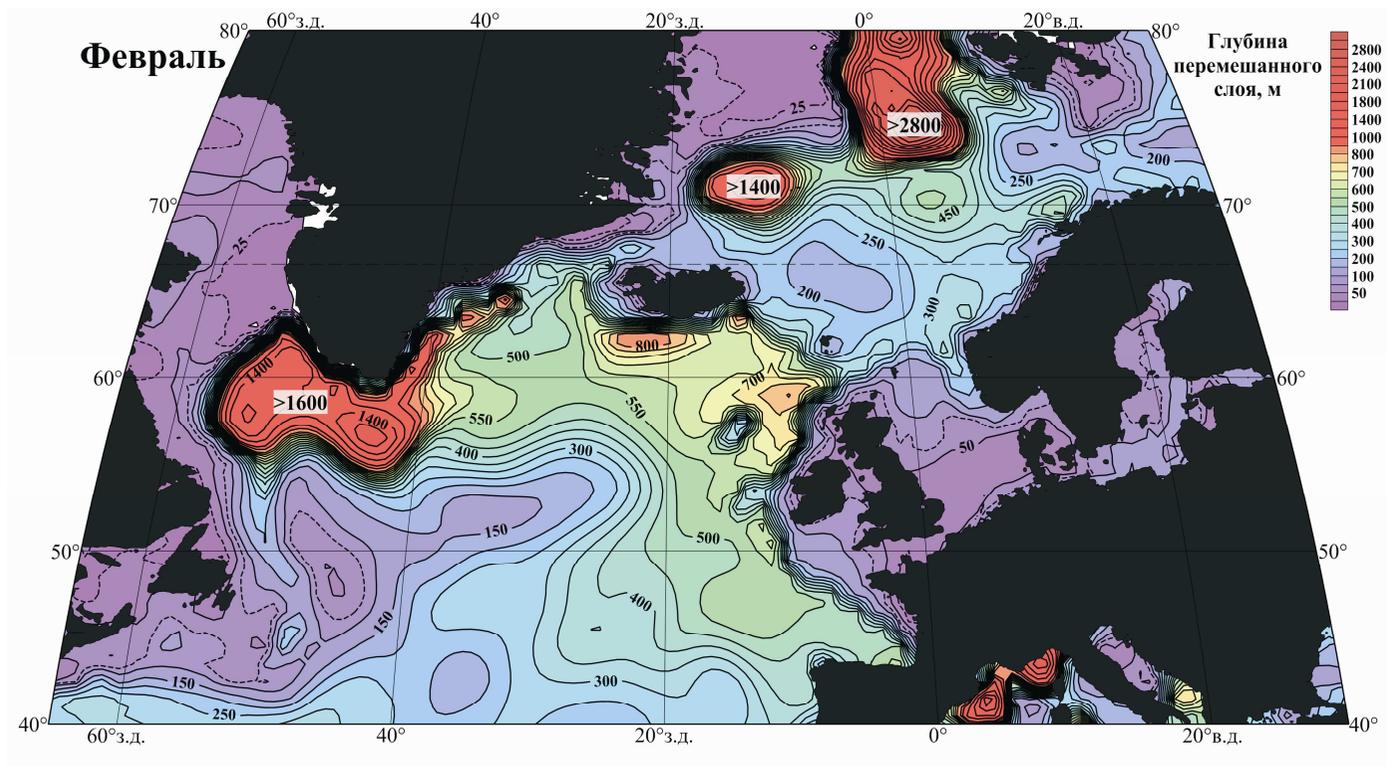


Рис. 2.24. Толщина верхнего перемешанного слоя (м) в феврале 2005 г. в Северной Атлантике и Северо-Европейском бассейне. Остальное как в подписи к рис. 2.23

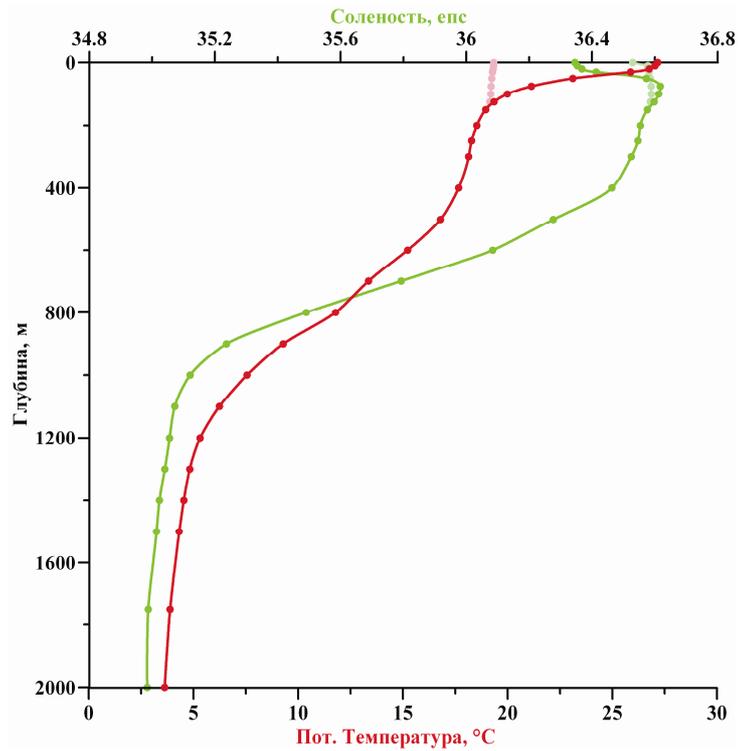


Рис. 2.25. Среднеклиматические вертикальные распределения потенциальной температуры θ (°C, красный цвет) и солёности S (епс, зелёный цвет) в августе в Саргассовом море (33°с.ш., 66°з.д.); более бледным цветом показаны распределения θ и S в верхнем слое океана в феврале. Данные из World Ocean Atlas 2009 (http://www.nodc.noaa.gov/OC5/WOA09/pr_woa09.html)

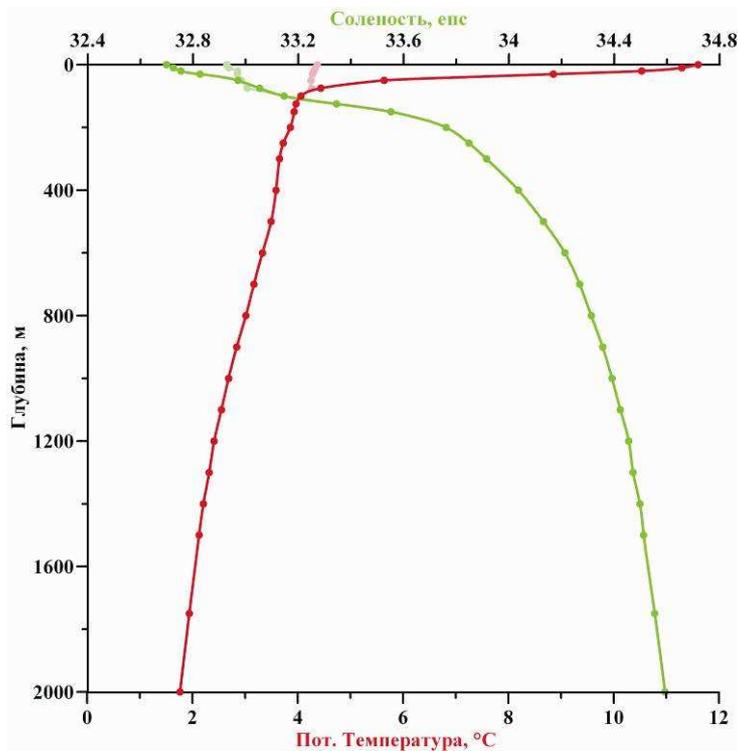


Рис. 2.26. Среднеклиматические вертикальные распределения потенциальной температуры θ (°C, красный цвет) и солёности S (епс, зелёный цвет) в августе в северной части Тихого океана (48°с.ш., 176°з.д.); более бледным цветом показаны распределения θ и S в верхнем слое океана в феврале. Остальное как в подписи к рис. 2.25

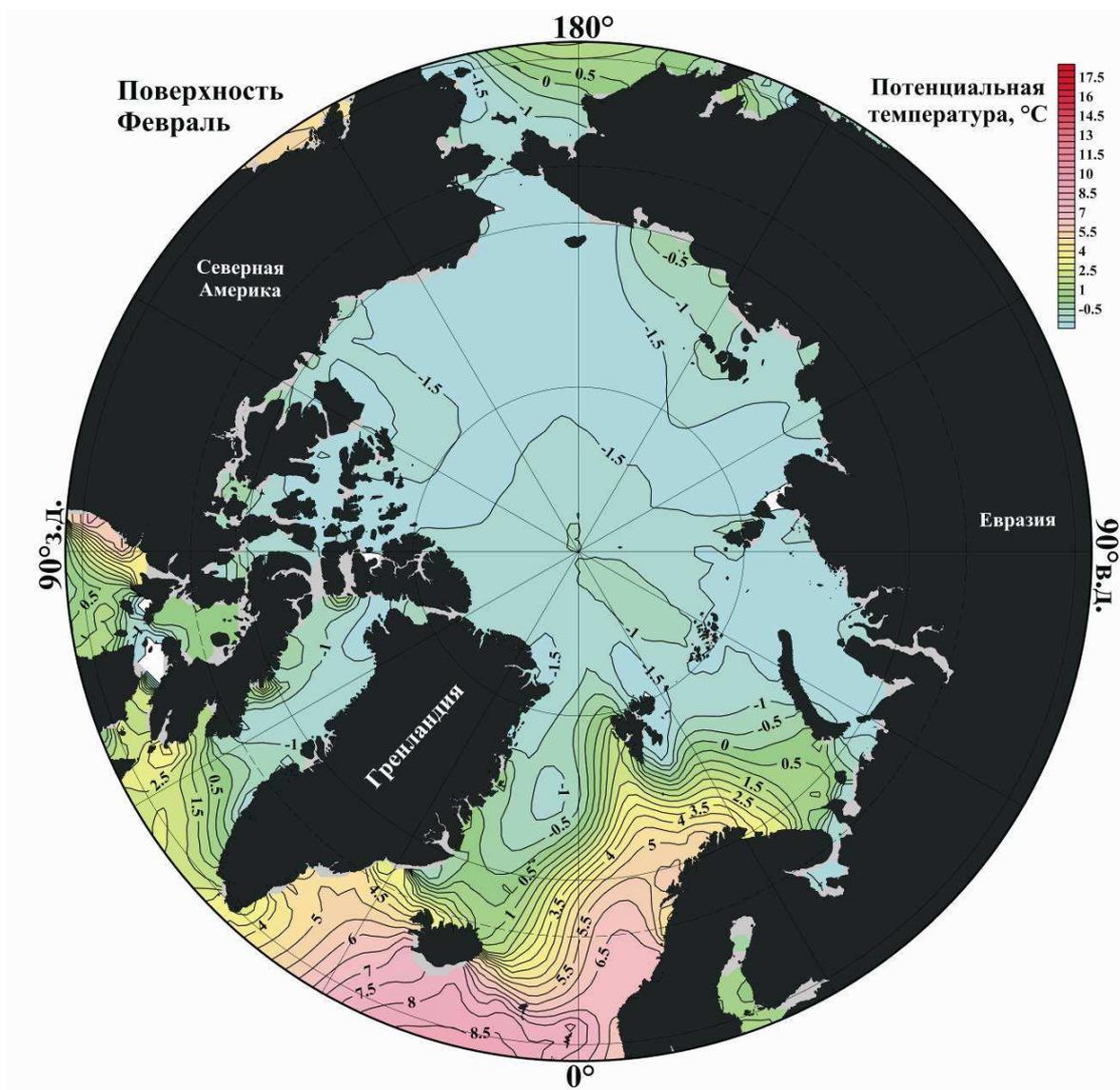


Рис. 2.27. Среднеклиматическое распределение температуры (°C) на поверхности Северного Ледовитого океана в феврале. Данные из World Ocean Atlas 2009 (http://www.nodc.noaa.gov/OC5/WOA09/pr_woa09.html)

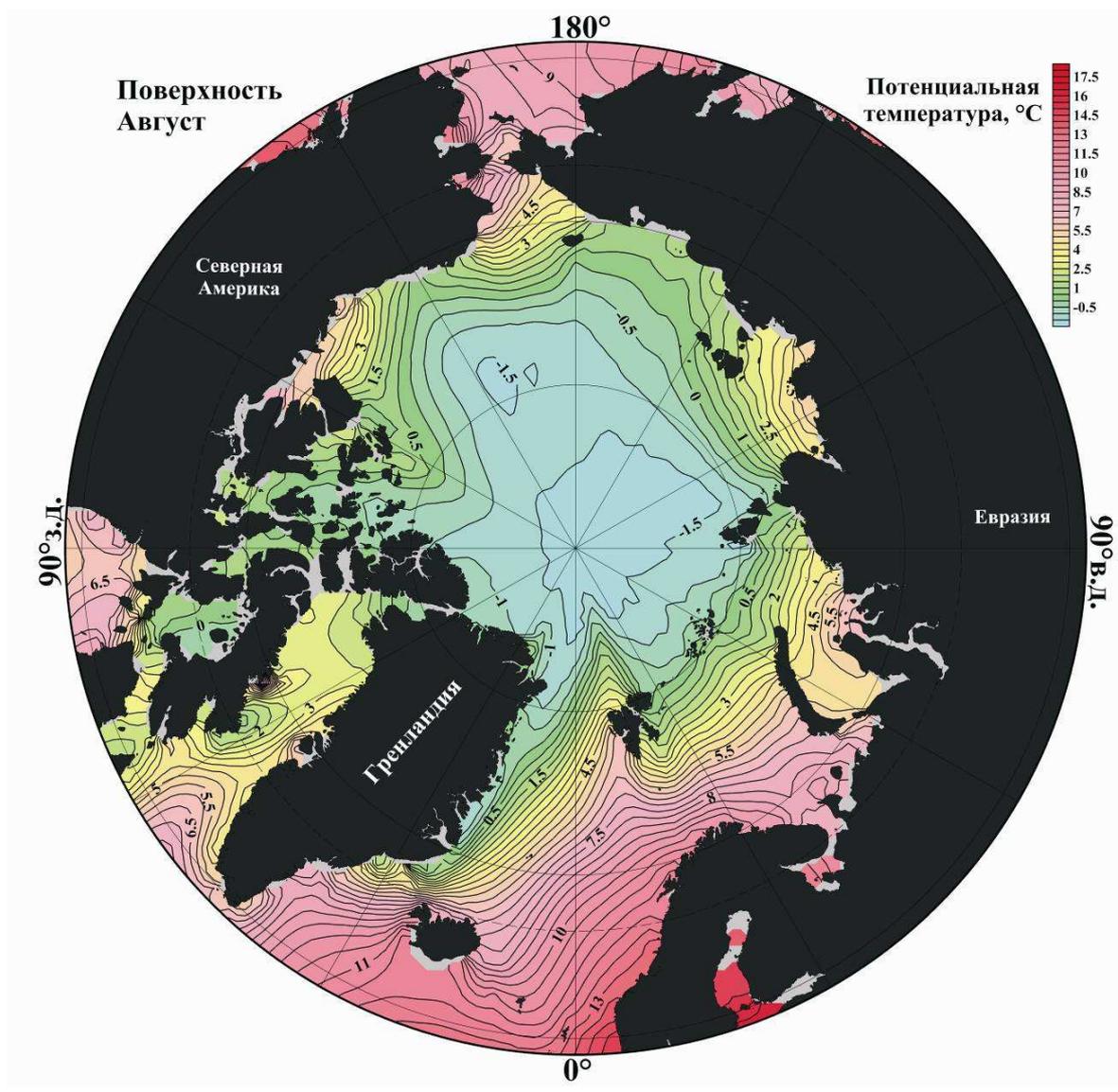


Рис. 2.28. Среднеклиматическое распределение температуры (°C) на поверхности Северного Ледовитого океана в августе. Остальное как в подписи к рис. 2.27

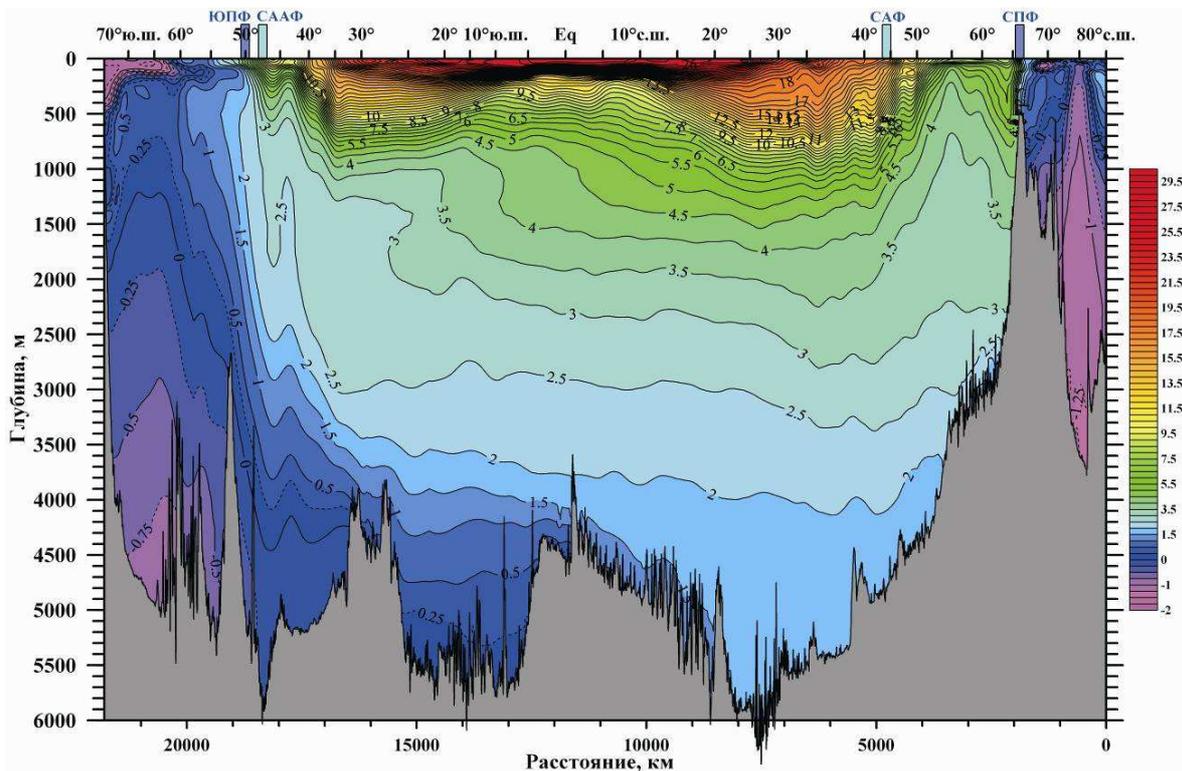


Рис. 2.29. Среднеклиматическое распределение потенциальной температуры ($^{\circ}\text{C}$) на квазимеридиональном разрезе в западной части Атлантического океана (см. рис. 1.1), данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]. Для верхнего перемешанного слоя океана температура дана для летнего сезона соответствующего полушария. СПФ, ЮПФ, САФ и СAAF – соответственно Северный и Южный полярные, Субарктический и Субантарктический фронты

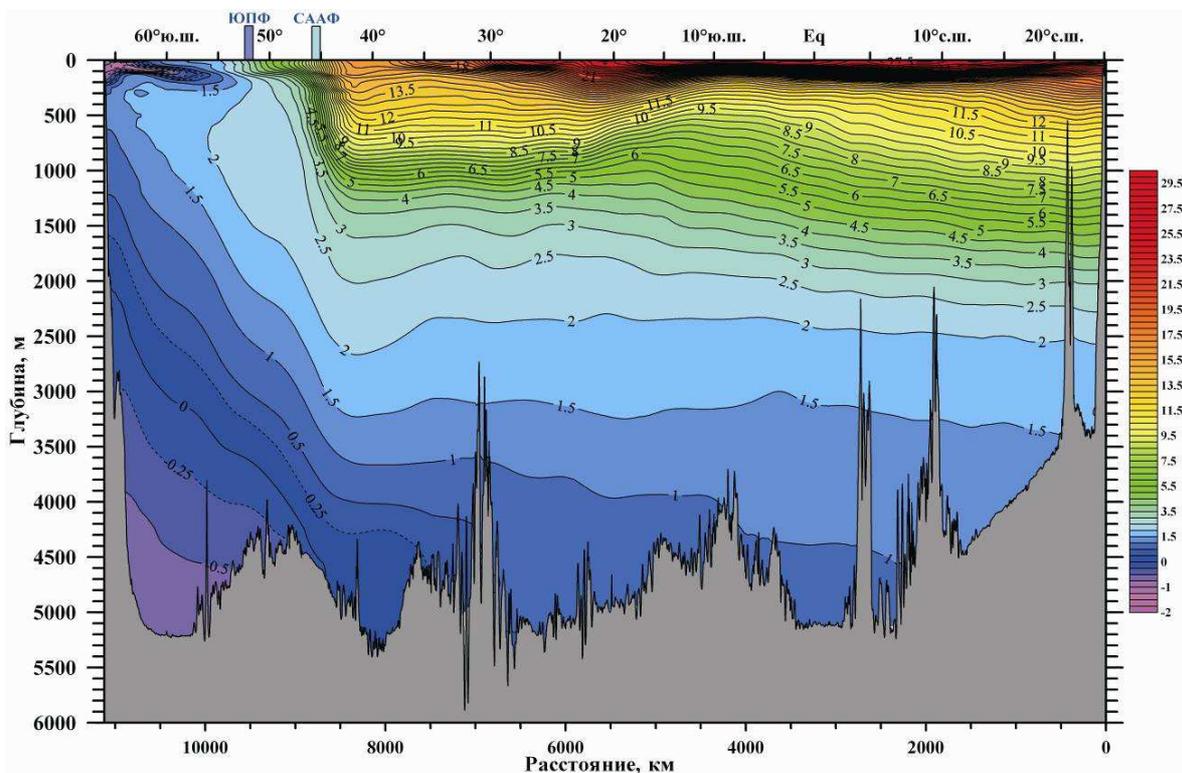


Рис. 2.30. Среднеклиматическое распределение потенциальной температуры ($^{\circ}\text{C}$) на квазимеридиональном разрезе в западной части Индийского океана (см. рис. 1.1), данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]. Остальное – как на рис. 2.29

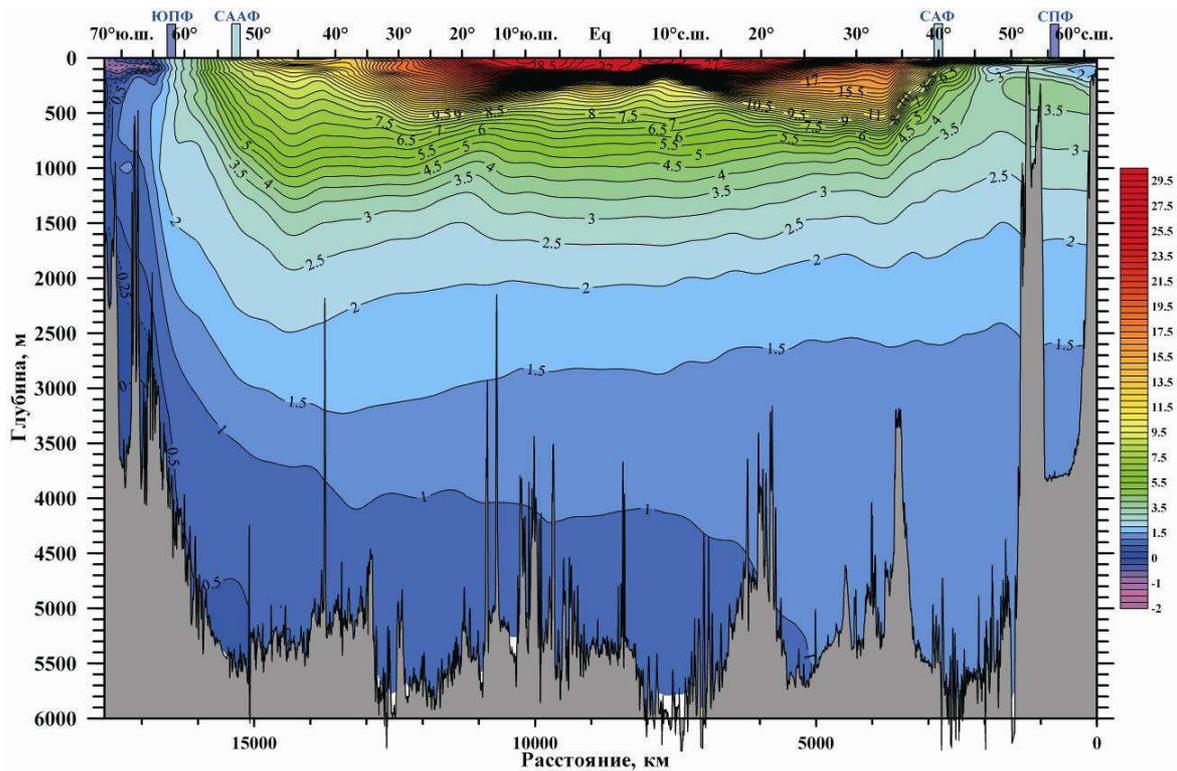


Рис. 2.31. Среднеклиматическое распределение потенциальной температуры ($^{\circ}\text{C}$) на квазимеридиональном разрезе в западной части Тихого океана (см. рис.1.1), данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]. Остальное – как на рис. 2.29

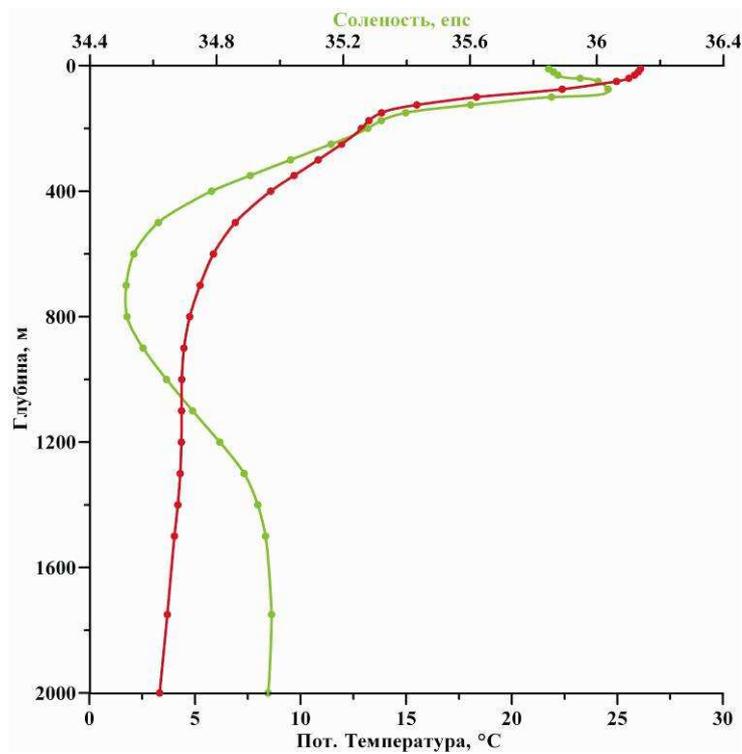


Рис. 2.32. Среднеклиматические вертикальные распределения потенциальной температуры ($^{\circ}\text{C}$, красная кривая) и солёности (епс, зеленая кривая) на экваторе (26°з.д.), данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]

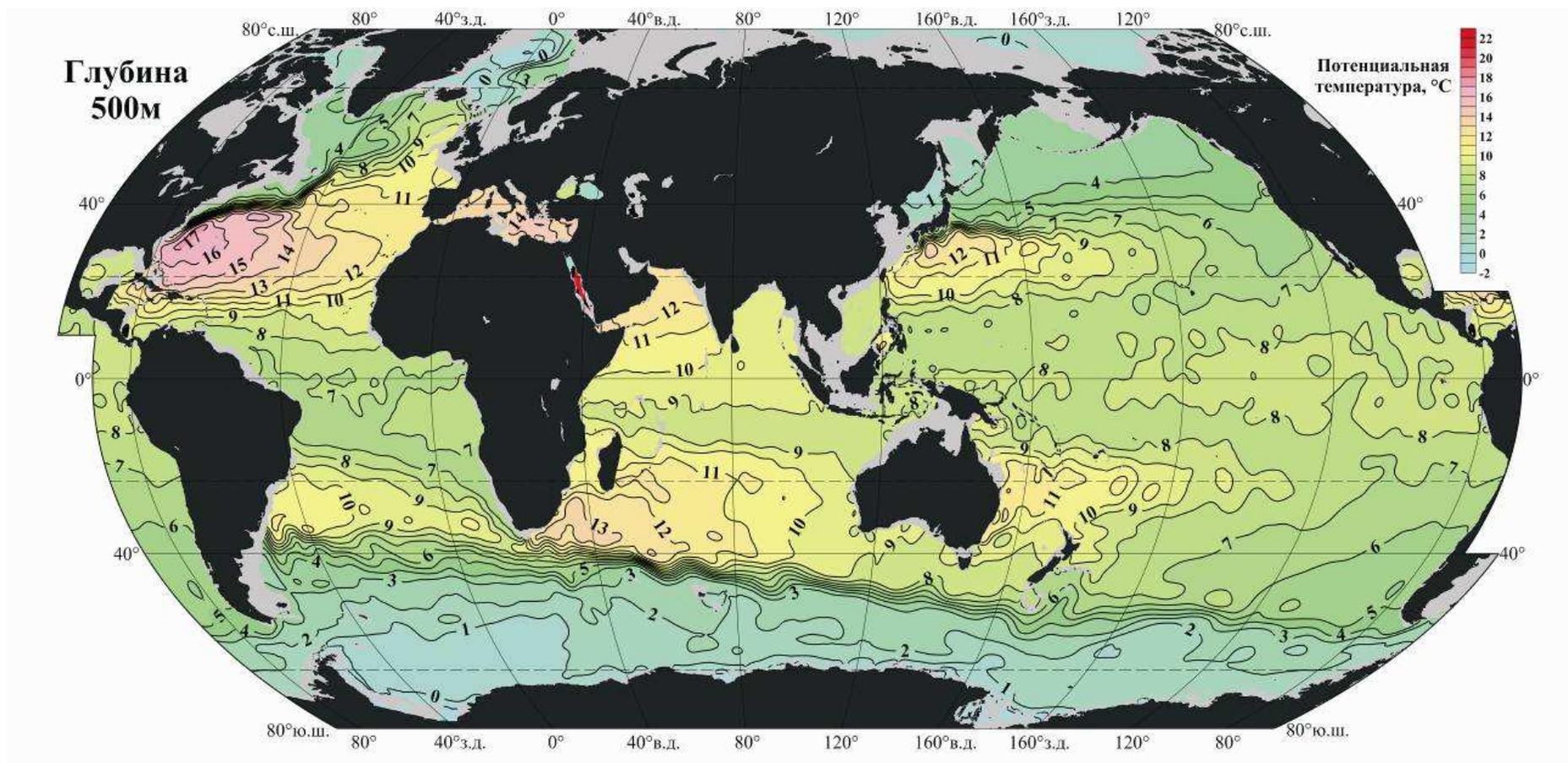


Рис. 2.33. Среднеклиматическое распределение потенциальной температуры (°C) на глубине 500 м, данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]

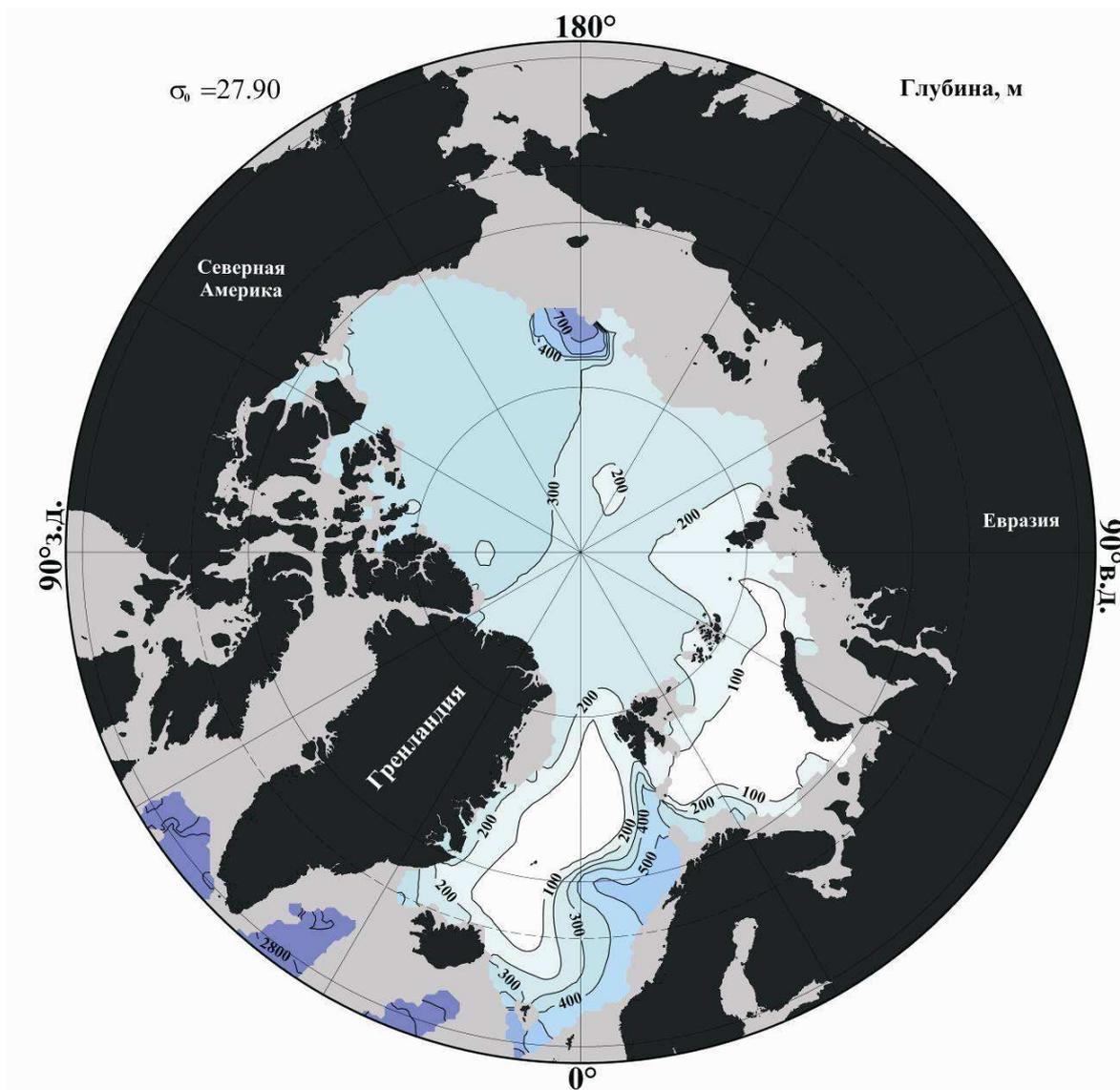


Рис. 2.34. Среднеклиматическая глубина (м) поверхности $\sigma_\theta = 27.90 \text{ кг/м}^3$ в Северном Ледовитом океане, данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]

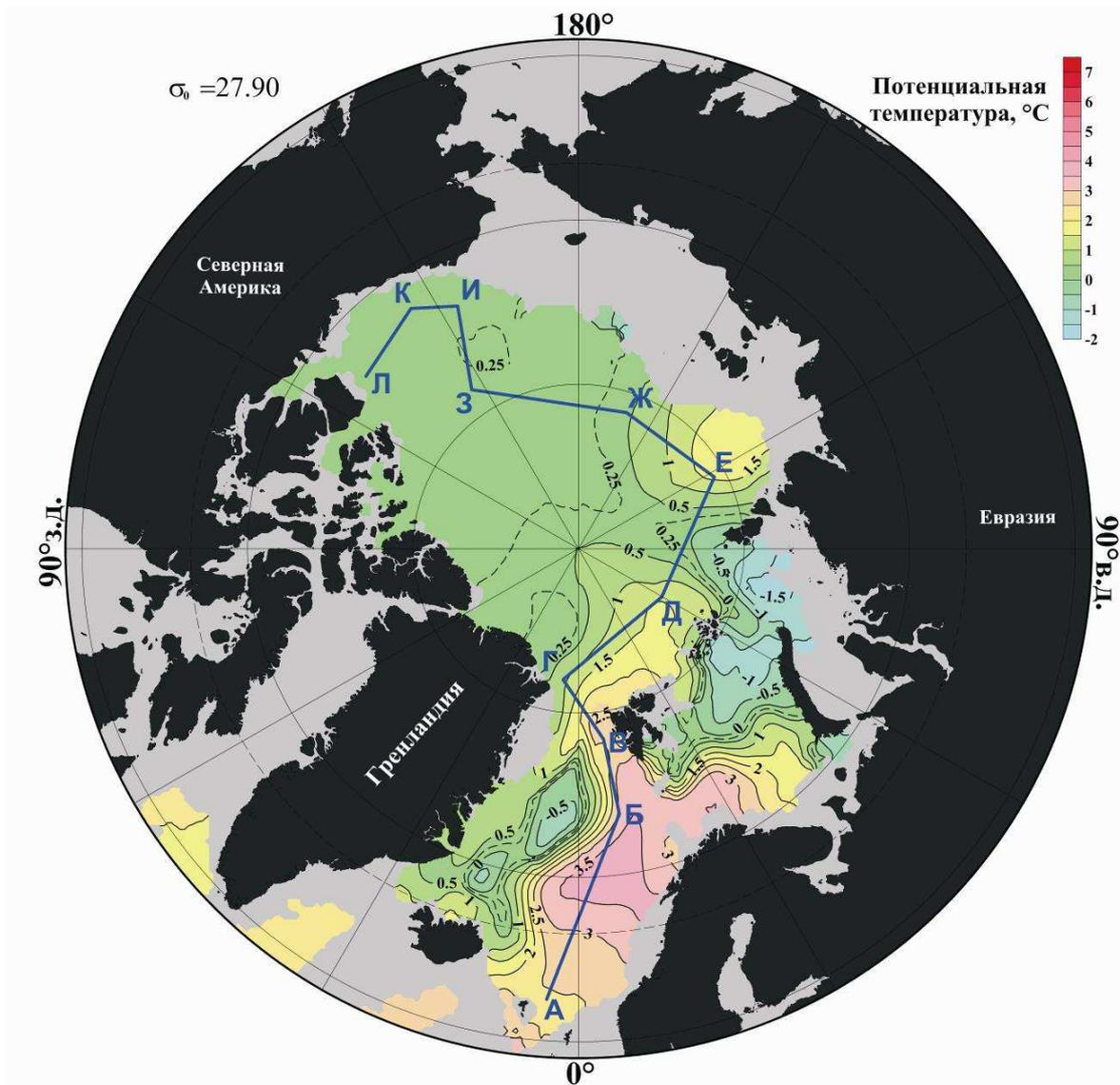


Рис. 2.35. Распределение потенциальной температуры воды ($^{\circ}\text{C}$) на поверхности $\sigma_{\theta} = 27.90 \text{ кг/м}^3$ в Северном Ледовитом океане. Показано положение разреза через океан (рис. 2.36).
Остальное как в подписи к рис. 2.34

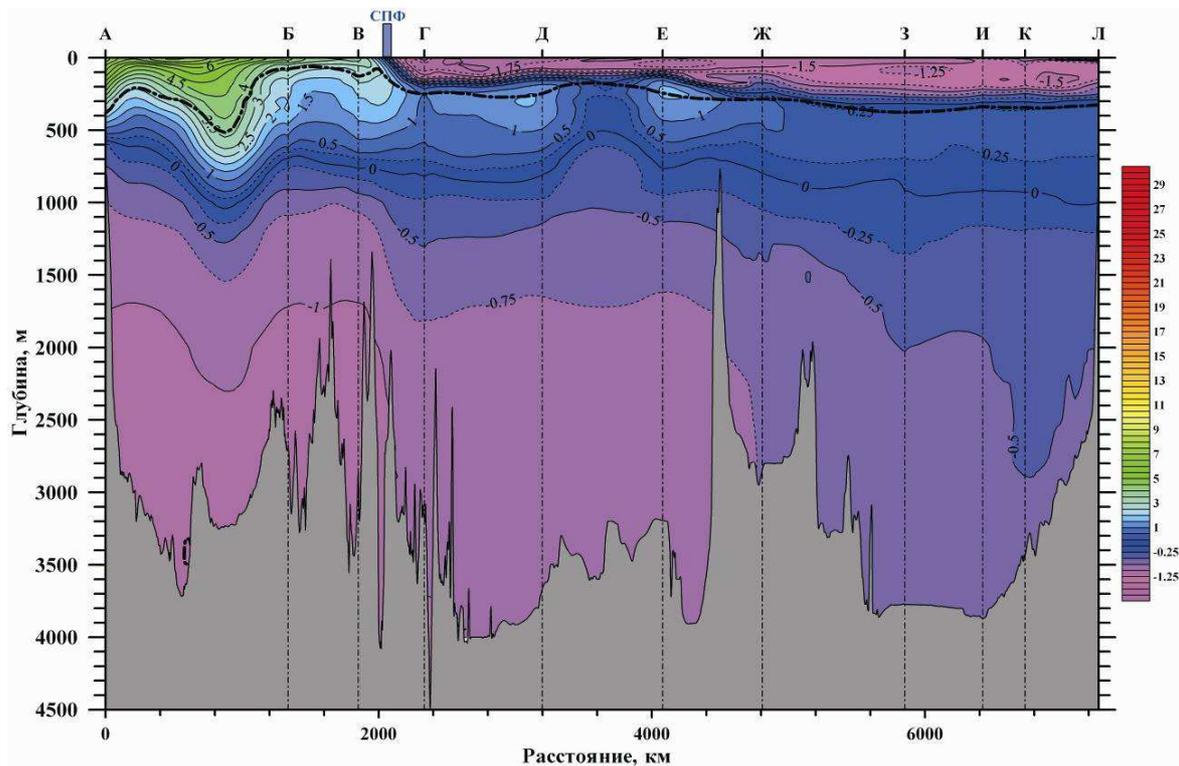


Рис. 2.36. Среднеклиматическое распределение потенциальной температуры воды ($^{\circ}\text{C}$) на разрезе через Северный Ледовитый океан. Положение разреза показано на рис. 2.35 и 2.37. Жирная штрихпунктирная линия – положение изопикны $\sigma_\theta = 27.90$. Остальное как в подписи к рис. 2.34

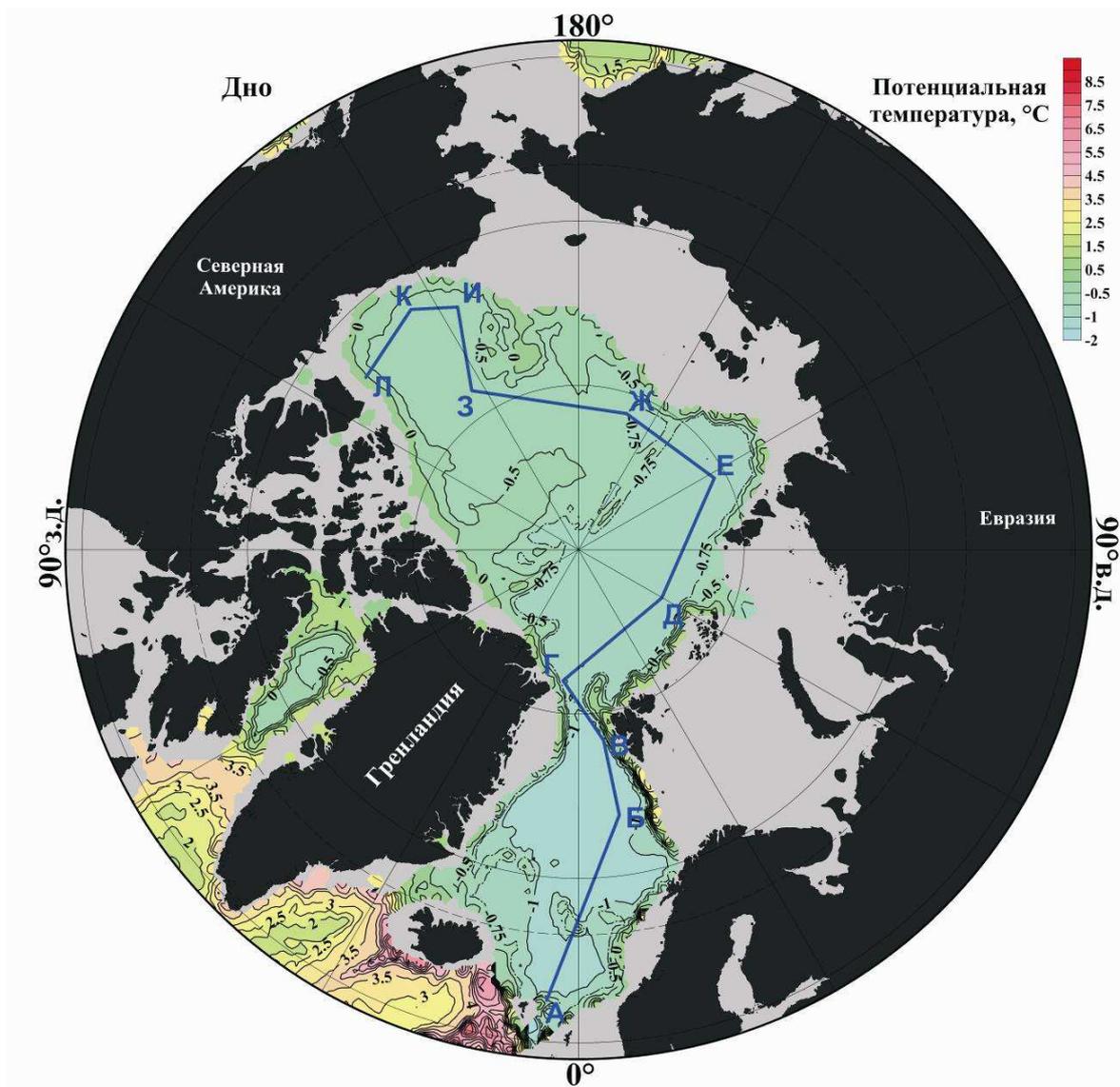


Рис. 2.37. Среднеклиматическое распределение потенциальной температуры воды ($^{\circ}\text{C}$) у дна в Северном Ледовитом океане. Показано положение разреза через океан (рис. 2.36). Остальное как в подписи к рис. 2.34.

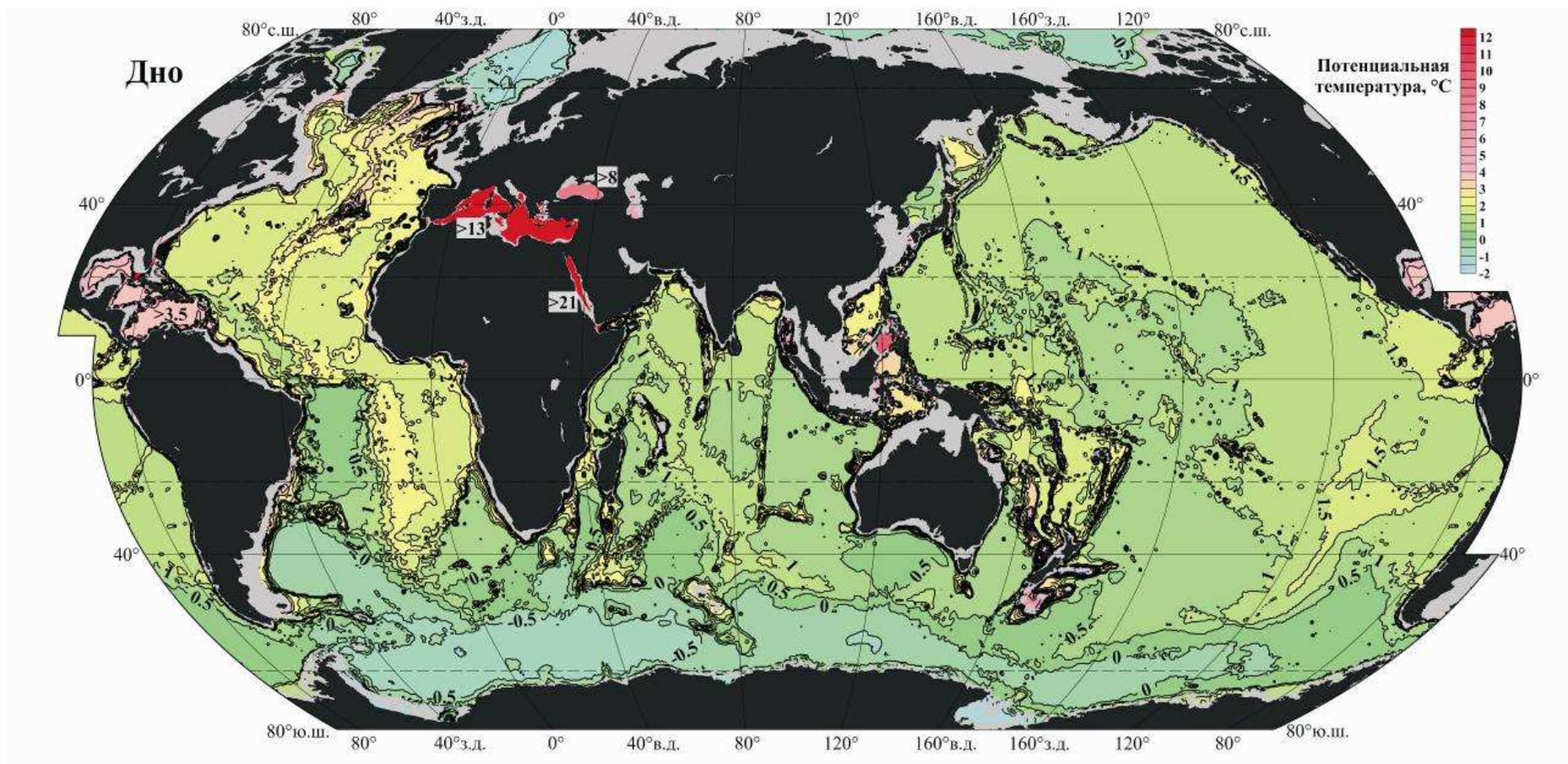


Рис. 2.38. Среднеклиматическое распределение потенциальной температуры (°С) у дна в Мировом океане, данные из [Gouretski, Koltermann, 2004]

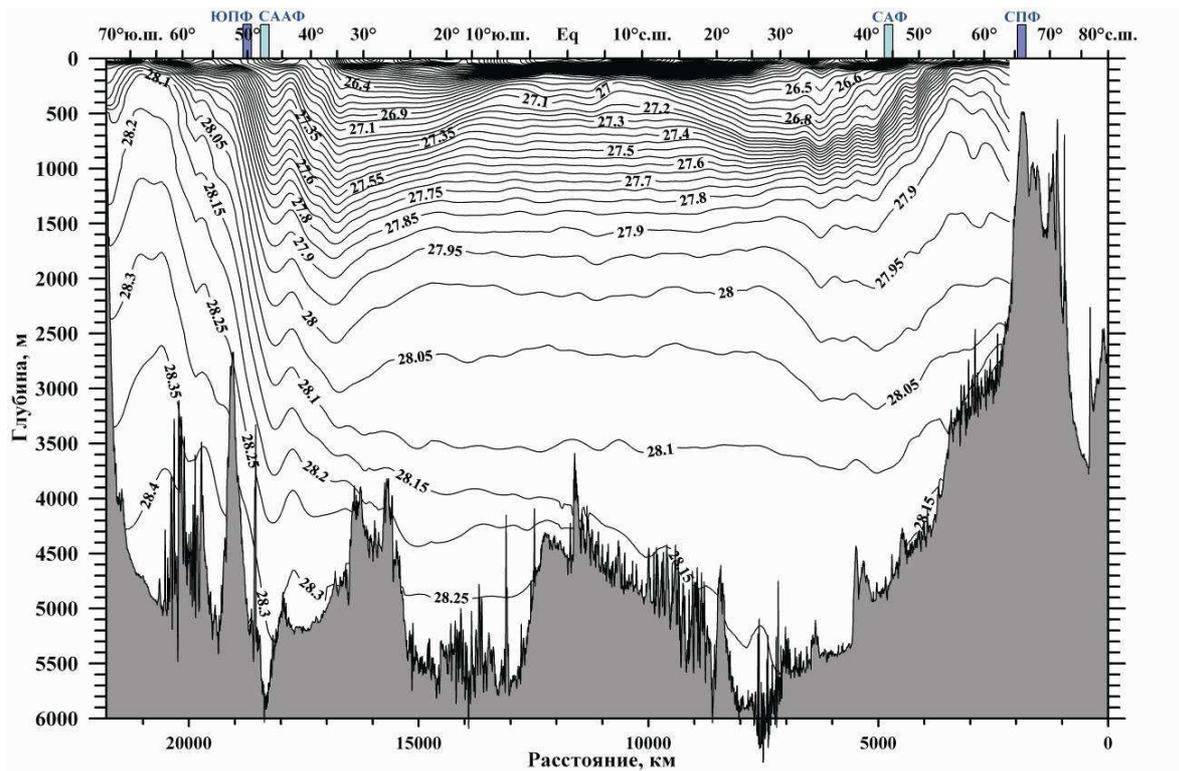


Рис. 2.39. Среднеклиматическое распределение условной нейтральной плотности γ^n ($\text{кг}/\text{м}^3$) на квазимеридиональном разрезе в западной части Тихого океана (см. рис. 1.1). Остальное как на рис. 2.29.

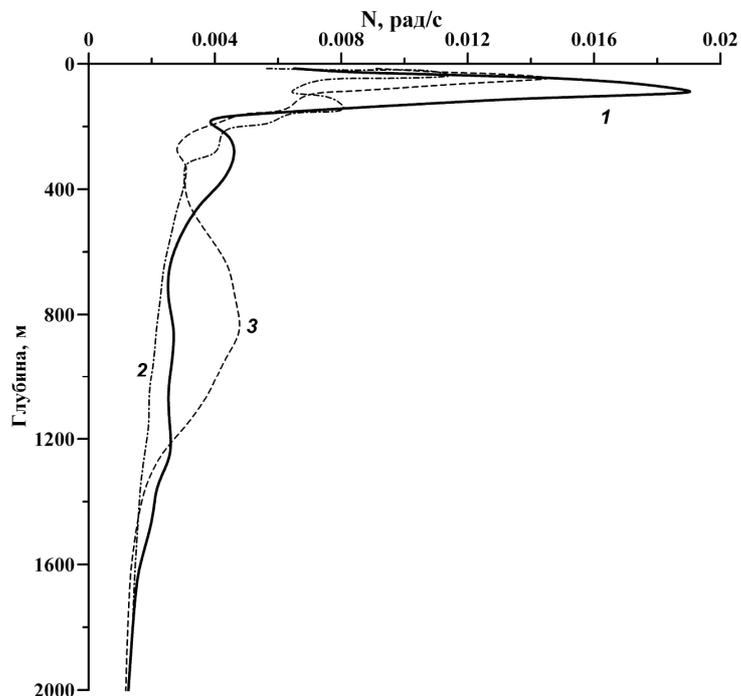


Рис. 2.40. Вертикальные распределения частоты Вэйсяля (рад/с) в точках (рис. 2.25, 2.26, 2.32): 1. 0° ш., 26° з.д.; 2. 48° с.ш., 176° з.д.; 3. 33° с.ш., 66° з.д.

ГЛАВА 3. КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ОКЕАНСКИЕ ТЕЧЕНИЯ

3.1. ПОТОК ИМПУЛЬСА НА ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА И ЧИСТО ДРЕЙФОВОЕ ТЕЧЕНИЕ

Трение движущегося воздуха о поверхность океана вызывает ветровое волнение в верхнем слое океана с опрокидыванием гребней волн при не очень слабом ветре, что и является основным механизмом передачи импульса из атмосферы к океану. Формально этот процесс может быть описан выражением

$$\tau = C_w \rho_a V_a V_a \quad (9)$$

где V_a – вектор скорости ветра на высоте 10 м над уровнем моря, V_a – его модуль, ρ_a – плотность воздуха у поверхности моря, C_w – безразмерный положительный коэффициент, τ – вектор касательного напряжения ветра, имеющий размерность (сила/площадь) $\equiv (\text{кг}\cdot\text{м}/\text{с}^2)/\text{м}^2 = (\text{кг}\cdot\text{м}/\text{с})/\text{м}^2\cdot\text{с} = \text{кг}/\text{м}\cdot\text{с}^2$. Предпоследняя комбинация из приведенного ряда равенств показывает, что τ есть обусловленная ветром плотность потока импульса из атмосферы в океан. Оценка величины C_w путем прямых измерений турбулентных пульсаций скорости ветра над океаном при разных средних значениях V_a привела к формуле $C_w = 10^{-3}(0.61 + 0.063\cdot V_a/(1 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}))$, где V_a в м/с [Smith, 1980]. Полагая, например, $V_a = 7$ м/с и имея в виду, что $\rho_a = 2$ кг/м³, получаем $\tau = 0.1$ кг/м \cdot с² = 0.1 Н/м².

Рис. 3.1 и 3.2, на которых представлены средние многолетние распределения напряжения ветра в январе и июле, отражают следующие основные особенности поля ветра над океанами:

а) Зона приблизительно от 30° с.ш. до 30° ю.ш. (от 0° до 30° ю.ш. в Индийском океане) занята пассатами – устойчивыми ветрами средней силы северо–восточного направления в Северном полушарии и юго–восточного – в Южном. Средняя скорость пассатов в зимний период года несколько выше, чем в летний. Между северо–восточным и юго–восточным пассатами располагается почти штилевая зона с осью, сдвигающейся от экватора в январе до 10° с.ш. в июле.

б) К югу от 35° ю.ш. располагается зона преобладающих западных ветров («ревущие сороковые» и «неистовые пятидесятые»), достигающих особенно большой силы в зимний период года в индийском секторе Южного океана. Зоны приблизительно от 30° до 50° с.ш. в Тихом океане и от 30° до 60° с.ш. в Атлантическом океане являются также областями сильных ветров преобладающего западного (юго-западного в Атлантике) направления в зимнее время года.

в) Зимой Северного полушария в отдельных районах наиболее высоких широт обоих полушарий просматриваются слабые ветры восточного направления. В Арктике, не представленной на рис. 3.1 и 3.2, в течение всего года преобладают относительно слабые и неустойчивые по направлению ветры.

г) Северная часть Индийского океана является ареной действия муссонов – сильного юго-западного летнего муссона, приносящего обильные дожди в Индию и Индо-Китай, и умеренного зимнего северо-восточного муссона. Сочетание сильного зимнего северо-западного ветра в западной части зоны 30–50° с.ш. в Тихом океане с очень слабым средним ветром в летнее время придает циркуляции воздуха в этом районе также муссонный характер.

Следует еще раз подчеркнуть, что на рис. 3.1 и 3.2 представлены *средние по времени* значения τ . В отличие от областей устойчивых пассатов и муссонов Индийского океана, области средних западных ветров умеренных широт (пункт «б» выше) являются ареной действия циклонов и антициклонов – перемещающихся атмосферных вихрей с диаметрами порядка 1000–2000 км. Отсюда следует, что высокие средние значения τ в этих областях (рис. 3.1, 3.2)

в зимнее время года свидетельствуют о еще более высоких синоптических («мгновенных») значениях τ в отдельных вихрях в отдельные моменты времени – обстоятельство, указывающее на высокий уровень штормовой активности в указанных районах океана.

Импульс, передаваемый от атмосферы к океану на его поверхности, транспортируется в нижележащие слои океана турбулентным трением. Положим, что в некоторой части океана ветер постоянен по времени и не зависит от горизонтальных координат, что обеспечивает отсутствие наклона уровня океана и, таким образом, горизонтального градиента давления в верхнем слое океана. В этих условиях единственной силой, которая может уравновесить силу вертикального турбулентного трения и тем самым обеспечить существование стационарного течения, является сила Кориолиса, что приводит к следующим уравнениям движения:

$$A_z \frac{d^2 u_d}{dz^2} + f v_d = 0, \quad A_z \frac{d^2 v_d}{dz^2} - f u_d = 0. \quad (10)$$

Уравнения записаны в декартовой системе координат с осями x , y и z , направленными соответственно на восток, север и вниз, и с началом координат на поверхности океана. u_d и v_d – зональная и меридиональная составляющие скорости *чисто дрейфового течения*; $f = 2\omega \sin \varphi$ – параметр Кориолиса, причем $\omega = 7.29 \cdot 10^{-5}$ рад/с – угловая скорость вращения Земли, φ – широта места, положительная в Северном полушарии и отрицательная в Южном; A_z (м²/с) – коэффициент вертикального турбулентного трения. Выражения для силы вертикального турбулентного трения (отнесенной к единицы массы, как и сила Кориолиса) в (10) предполагают аналогию между турбулентной и молекулярной вязкостями с заменой коэффициента молекулярной вязкости ν на несравненно больший коэффициент A_z . Теория чисто дрейфового течения [Ekman, 1905] приводит к соотношению

$$h = \pi(2 A_z / f)^{1/2}, \quad (11)$$

где h – толщина слоя воды, охваченного течением. При наблюдаемых типичных значениях h от 20 до 50 м получаем, что в слое чисто дрейфового течения порядок величины A_z варьируется от 10 до 100 см²/с, т.е. превышает ν на 3–4 порядка. Следует также подчеркнуть, что под скоростями u_d и v_d в уравнениях (10) подразумеваются скорости течения, сглаженные по времени таким образом, чтобы турбулентные пульсации скорости оказались отфильтрованными.

В качестве граничных условий для системы (10) естественно положить условия $A_z (du_d/dz) = -\tau_x / \rho_0$ и $A_z (dv_d/dz) = -\tau_y / \rho_0$ при $z = 0$ и $A_z (du_d/dz) = A_z (dv_d/dz) = 0$ при $z = h$, где τ_x и τ_y – зональная и меридиональная составляющие вектора τ . Интегрируя уравнения (10) в пределах от $z = 0$ до $z = h$ и используя приведенные выше граничные условия, получим

$$U_d = \frac{\tau_y}{f\rho_0} \quad \text{и} \quad V_d = -\frac{\tau_x}{f\rho_0}, \quad (12)$$

где U_d и V_d – зональная и меридиональная составляющие *полного потока* чисто дрейфового течения \mathbf{V}_d – интеграла от вектора скорости течения в пределах от $z = 0$ до $z = h$, имеющего размерность м²/с. Формулы (12), показывающие, что вектор \mathbf{V}_d направлен перпендикулярно к вектору τ – вправо в Северном полушарии ($f > 0$) и влево в Южном ($f < 0$), являются главными соотношениями теории чисто дрейфового течения, основы которой были разработаны в [Ekman, 1905] – работе, считающейся основополагающей в теории океанской циркуляции. Полагая $\tau = 0.1$ Н/м², $\rho_0 = 1000$ кг/м³ и $f = 7 \cdot 10^{-5}$ рад/с, получаем $|\mathbf{V}_d| = 1.4$ м²/с, что при $h = 30$ м дает оценку 5 см/с для средней по глубине скорости чисто дрейфового течения.

3.2. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ТЕЧЕНИЙ БАРОКЛИННОГО СЛОЯ ОКЕАНА

Положим теперь, что ветер обладает поперечной неравномерностью, и обсудим, к какому эффекту в отношении океанских течений это должно привести. Для этого воспользуемся введенной выше декартовой системой координат с началом на экваторе и рассмотрим расположенный в Северном полушарии неограниченный по оси x зональный канал с горизонтальным дном на глубине $H = 4000$ м и отвесными южным и северным берегами, которым припишем значения широты $\varphi_1 = 10^\circ$ и $\varphi_3 = 50^\circ$, что дает ширину канала $L = 4400$ км. Будем также считать, что условная нейтральная плотность воды γ^n в канале увеличивается с глубиной. Зададим на поверхности канала стационарное синусоидальное распределение напряжения ветра τ , имитирующее пассаты тропиков и западные ветры умеренных широт и характеризующееся условиями $\tau_x = \tau_x(y)$ и $\tau_y \equiv 0$ (рис. 3.3). Очевидно, что при таких условиях установившаяся циркуляция воды в канале не будет зависеть от координаты x , и поэтому достаточно рассмотреть течения в любом поперечном сечении канала **АВ** (рис. 3.3, 3.4).

Стремясь выделить эффект поперечной неравномерности ветра в чистом виде и принимая во внимание, что при заданном распределении τ (рис. 3.3) относительная изменчивость параметра Кориолиса f по оси y в границах канала существенно меньше изменчивости τ , положим $f = \text{const} = 2\omega \sin 30^\circ = \omega$ в приведенном ниже рассуждении; в этом отношении мы следуем классическим работам [Штокман, 1948] и [Линейкин, 1957].

В верхней части рисунка 3.4 тонкими горизонтальными стрелками, длины которых соответствуют второй формуле (12) и изображенному на рис. 3.3 распределению τ , показаны полные потоки чисто дрейфового течения. Видно, что зона (φ_2/φ_4) представляет собой зону конвергенции этого течения, а зоны (φ_1/φ_2) и (φ_4/φ_5) – его дивергенции, результатами чего должны являться показанные на рисунке 3.4 возмущение $\zeta(y)$ уровня океана и вертикальная циркуляция в поперечном к каналу сечении, вызывающая в свою очередь возмущения в поле плотности океанской воды (рис. 3.4). Согласно спутниковым измерениям высоты уровня океана и судовым (и поплавковым) измерениям температуры и солености воды в глубинах океана, порядок величины ζ составляет 1 м, а порядок величины возмущений глубины изопикнических поверхностей – 300 м, причем эти последние возмущения распространяются до некоторой промежуточной глубины h_1 (рис. 3.4) порядка 1000–2000 м.

Возникает вопрос: каким образом показанные на рис. 3.4 линии тока поперечной циркуляции могут в рассматриваемом стационарном случае пересекать изопикнические поверхности? Ответ заключается в том, что движение воды в глубинах океана, как и в верхнем его слое, носит турбулентный характер, хотя интенсивность турбулентности в глубинах ($A_z = 10^{-1} - 10^0$ см²/с) несоизмеримо меньше, чем в верхнем слое ($A_z = 10 - 10^2$ см²/с). Это означает, что изменение плотности частицы воды, двигающейся в поле показанного на рис. 3.4 среднего (сглаженного по времени) течения, достигается в результате турбулентного перемешивания водной массы этой частицы с окружающей водой.

Будем называть течение, формирующее поперечную циркуляцию на рис. 3.4, *градиентным* (смысл этого термина станет яснее несколько ниже) и обозначим меридиональные составляющие скорости и полного потока этого течения через v_{gr} и V_{gr} . Учитывая данную выше оценку величины V_d , из рис. 3.4 получим $O(V_{gr}) = O(V_d) = 1$ м²/с и $O(v_{gr}) = O(V_{gr})/O(h_1) = 1$ м²·с⁻¹/10³ м = 1 мм/с. Для вертикальной составляющей w скорости течения из рис. 3.4 имеем $O(w) = O(V_d)/(L/4) = 10^{-6}$ м/с ≈ 10 см/сутки.

Изображенная на рис. 3.4 поперечная к каналу циркуляция является отнюдь не главной частью градиентного ветрового течения. Чтобы показать это, выведем формулу для меридионального градиента давления в глубине океана. Вертикальное распределение давления в поле установившегося океанского течения с очень большой точностью удовлетворяет уравнению гидростатики $\partial p/\partial z = g\rho$. Интегрируя это уравнение в пределах от ζ (рис. 3.4) до z и принимая во внимание, что $\partial p/\partial z \gg (\partial p/\partial x, \partial p/\partial y)$, получим

$$p(z) - p_a = g \int_{\zeta}^z \rho dz, \quad (13)$$

где $p_a \equiv p(\zeta)$ – атмосферное давление. Дифференцируя полученное выражение по y , будем иметь

$$\frac{\partial p(z)}{\partial y} = \frac{\partial p_a}{\partial y} - g\rho(\zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial y} + g \int_{\zeta}^z \frac{\partial \rho}{\partial y} dz. \quad (14a)$$

Данные метеорологических и океанографических наблюдений показывают, что в правой части (14a) первый член в среднем на порядок меньше, чем второй и третий члены по отдельности. Пренебрегая первым членом и с большой точностью заменяя $\rho(\zeta)$ на ρ_0 во втором и ζ на 0 в третьем члене, получаем одно из важнейших в динамике океана соотношений:

$$\frac{\partial p(z)}{\partial y} = -g\rho_0 \frac{\partial \zeta}{\partial y} + g \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial y} dz. \quad (14b)$$

Формула (14b) показывает, что горизонтальный градиент давления в глубинах океана определяется двумя факторами: наклоном уровня океана и горизонтальной неоднородностью поля плотности воды. Первый член в правой части (14b) постоянен по глубине. Второй член равен нулю при $z = 0$ и в случае структуры возмущений поля плотности, соответствующей рисунку 3.4, растет по абсолютной величине с глубиной, имея знак, противоположный знаку первого члена. На глубине $z = h_1$ второй член компенсирует первый, и горизонтальный градиент давления исчезает. Векторы $-(1/\rho_0)\nabla_y p$, представляющие собой обратный горизонтальный градиент давления, отнесенный к единице массы, показаны толстыми стрелками на рис. 3.4. В дальнейшем в целях краткости мы будем всегда опускать слово *обратный* и иногда *горизонтальный*, ограничиваясь термином *градиент давления*.

Оценивая порядок величины $-(1/\rho_0)\partial p/\partial y$, получим $O(\rho_0^{-1}\partial p/\partial y) = O(g \partial \zeta/\partial y) = (10 \text{ м/с}^2) \times (1 \text{ м}) \times (10^6 \text{ м})^{-1} = 10^{-5} \text{ м/с}^2$. Ввиду стационарности рассматриваемого движения, градиент давления должен уравниваться какой-то другой силой. Если глубинное течение исчерпывается показанной на рис. 3.4 поперечной циркуляцией, такой силой может быть только сила турбулентного трения. Однако порядок величины этой силы оценивается как $O(A_z \partial^2 v_{gr}/\partial z^2) = (10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}) \times (10^{-3} \text{ м/с}) \times (10^3 \text{ м})^{-2} = 10^{-13} \text{ м/с}^2$ – на 8(!) порядков меньше, чем градиент давления. Отсюда следует, что уравновесить градиент давления может только сила Кориолиса, что с очень большой точностью дает следующее уравнение движения для градиентного течения:

$$f u_{gr} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y}. \quad (15)$$

Здесь u_{gr} – зональная составляющая градиентного течения, направленная параллельно оси канала и имеющая порядок $O(u_{gr}) = O(\rho_0^{-1} \partial p/\partial y)/O(f) = (10^{-5} \text{ м/с}^2) \times (10^4 \text{ с}^{-1})^{-1} = 10 \text{ см/с}$, что для величины

зональной составляющей полного потока градиентного течения дает оценку $O(U_{gr}) = O(u_{gr}) \cdot O(h_1) = 10^2 \text{ м}^2/\text{с}$ – на два порядка больше, чем полный поток чисто дрейфового течения.

Течение, в поле которого градиент давления уравновешивается силой Кориолиса, называется *геострофическим течением*. Приведенная выше оценка позволяет сделать вывод, что геострофическое течение вдоль канала является главной частью градиентного течения в канале, а обусловленная трением циркуляция поперек канала (рис. 3.4) – малой добавкой к геострофическому течению. Формула (15) показывает, что скорость геострофического течения пропорциональна градиенту давления и направлена так, что в Северном полушарии высокое давление остается справа от течения, а в Южном – слева. Кружки с крестиками и точками на рис. 3.4 показывают направление и скорость геострофического течения в южной и северной частях канала. Из рисунка 3.3 видно, что главная часть обусловленного ветром течения идет по ветру.

Определим *ветровое течение* как сумму чисто дрейфового и градиентного течений: $u_w = u_d + u_{gr}$, $v_w = v_d + v_{gr}$, $U_w = U_d + U_{gr}$, $V_w = V_d + V_{gr}$. На рис. 3.3 показаны полные потоки ветрового течения и его компонентов для рассматриваемого нами случая. В любой точке канала выполняются условия $\partial U_w / \partial x = 0$ и $V_w = 0$, а, значит, и $\partial U_w / \partial x + \partial V_w / \partial y = 0$, что позволяет ввести *интегральную функцию тока* Ψ ($\text{м}^3/\text{с}$): $U_w = -\partial \Psi / \partial y$ и $V_w = \partial \Psi / \partial x$. Ставя условие $\Psi = \Psi_0$ на южном берегу канала, получаем распределение Ψ в канале, показанное на рис. 3.5.

Ведущая роль поперечной неравномерности ветра в формировании горизонтальной структуры океанской циркуляции была установлена в работе [Штокман, 1946]. Приведенные в настоящем разделе рассуждения о структуре течений в бесконечном зональном канале с неоднородной по плотности водой во многом основаны на работе [Линейкин, 1957]. Перейдем от бесконечного канала к прямоугольному океану. Это можно себе представить как установку прямоугольной рамки (рис. 3.6) в рассмотренный выше канал с установившимися течениями (рис. 3.5) при сохранении показанного на рис. 3.5 ветра и дальнейшего ожидания установления циркуляции воды внутри рамки. Ограничение рассматриваемой области широтами φ_2 и φ_4 (рис. 3.6) сделано для упрощения следующих ниже рассуждений и для их максимального приближения к теоретической работе [Stommel, 1948].

На первый взгляд, в океане должна установиться показанная на рис. 3.6 симметричная относительно срединного меридиана картина интегральной по глубине циркуляции. Однако это не так, но чтобы показать это, надо, во-первых, учесть зависимость параметра Кориолиса f от $y(\varphi)$ и, во-вторых, перейти от рассмотрения сил, управляющих движением воды в океане, к завихренности этих сил вокруг вертикальной оси. Приводимое ниже рассуждение концептуально следует книге [Stommel, 1960].

Рассмотрим вертикальный столб воды, расположенный между горизонтами $z = 0$ и $z = h_1$, где h_1 – глубина нижней границы ветрового течения, и констатируем, что в любой точке рассматриваемой области океана (рис. 3.6) ветер закручивает этот столб по часовой стрелке. Возьмем теперь точку **A** на продольной оси океана в его восточной половине (рис. 3.6). В этой точке полный поток течения направлен на юг, т.е. в сторону уменьшения параметра f . Это означает, что отнесенная к единице массы сила Кориолиса fv_w , действующая на частицу воды, расположенную на любом горизонте на северном крае рассматриваемого столба воды, превосходит по величине силу Кориолиса, действующую на частицу на южном крае столба на том же горизонте. Таким образом, в точке **A** широтное изменение параметра Кориолиса закручивает столб воды в направлении, обратном закручивающему эффекту ветра (рис. 3.6), и это не противоречит исходному предположению о стационарности циркуляции. С другой стороны, в точке **B** в западной половине области, где течение направлено на север, и ветер, и широтное изменение параметра Кориолиса закручивают рассматриваемый столб воды по часовой стрелке (рис. 3.6), поэтому представленная

на рис. 3.6 стационарная циркуляция оказывается невозможной. Выход заключается в сжатии циркуляции к западному берегу (рис. 3.7), причем сжатие настолько сильным, чтобы в узкой западной части области (*западном пограничном слое*), где течение направлено на север, стал бы существенным закручивающий эффект, связанный с силой, малой в остальной части области (*открытом океане*). Простейшим вариантом такой силы является сила *бокового турбулентного трения*, этот случай мы и рассмотрим ниже.

Принимая во внимание приведенные выше рассуждения и опуская для краткости индекс w при V , запишем баланс завихренности полного потока ветрового течения в открытом океане в следующем виде:

$$\beta V + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tau_x}{\partial y} = 0. \quad (16)$$

Здесь *широтное изменение параметра Кориолиса* $\beta \equiv df/dy = R^{-1} d(2\omega \sin \varphi)/d\varphi = 2\omega \cos \varphi/R$, где R – радиус Земли. $(\partial \tau_x / \partial y) > 0$ во всей рассматриваемой области и $V < 0$ в открытом океане (рис. 3.7). В то же время в используемой нами системе координат антициклоническая завихренность, которую генерирует ветер, является отрицательной, а циклоническая, генерируемая β -эффектом в открытом океане, – положительной. Таким образом, знаки как V , так и $\partial \tau_x / \partial y$, в открытом океане обратны знакам завихренностей, порождаемых соответствующими эффектами, и поэтому первый и второй члены в уравнении (16) имеют одинаковые знаки.

Оценим порядки некоторых величин в уравнении (16). $O(\beta) = O(2\omega \cos \varphi/R) = (2 \cdot 7 \cdot 10^{-5} \cos \varphi \text{ с}^{-1})/6 \cdot 10^6 \text{ м} = 2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$; $O(V) = 2 O(\tau)/\rho_0 (L/4) \cdot O(\beta) = (0.2 \text{ Н} \cdot \text{м}^{-2})/(10^3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}) \times (10^6 \text{ м}) \times (2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}) = 10 \text{ м}^2/\text{с}$; $O(v) = O(V)/O(h_1) = (10 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1})/(10^3 \text{ м}) = 10^{-2} \text{ м/с} = 1 \text{ см/с}$.

Переходя к балансу завихренности в западном пограничном слое (рис. 3.7), заметим прежде всего, что при сильном сжатии циркуляции к западному берегу (сжатие будет оценено ниже, но примем заранее, что оно сильное) завихренностью, генерируемой ветром в этом слое, можно пренебречь по сравнению с завихренностью, генерируемой β -эффектом. Учитывая это обстоятельство, а также принимая во внимание, что в западном погранслое изолинии функции Ψ ориентированы преимущественно параллельно западному берегу океана (рис. 3.7), уравнение баланса завихренности полного потока ветрового течения в этом погранслое можем записать в следующем приближенном виде:

$$A_l \frac{\partial^3 V}{\partial x^3} - \beta V = 0, \quad (17)$$

где A_l ($\text{м}^2/\text{с}$) – *коэффициент бокового турбулентного трения*. Первый член в (17) представляет собой скорость изменения завихренности полного потока, обусловленного тормозящим действием силы трения $A_l (\partial^2 V / \partial x^2)$ потока о западный берег. Вследствие условия прилипания полного потока на западном берегу и относительно малых величин полного потока в открытом океане, кривая $V(x)$ в пределах западного погранслоя должна иметь форму, показанную на рис. 3.8. Этой форме соответствует неравенство $\partial^3 V / \partial x^3 > 0$ во всем погранслое. В то же время, как видно из рис. 3.8, трение о западный берег генерирует положительную (против часовой стрелки) завихренность полного потока. Таким образом, в отличие от рассмотренной выше ситуации с β -эффектом знаки величины $\partial^3 V / \partial x^3$ и обусловленной ею завихренности совпадают, и поэтому первый и второй члены в уравнении (17) имеют разные знаки.

Горизонтальное турбулентное трение у западных окраин океанов связано с интенсивным развитием крупномасштабной *геострофической турбулентности*, или, другими словами, совокупностей *синоптических вихрей* с характерными диаметрами 150–250 км, в этих районах океана. Эти

вихри более подробно будут рассмотрены в соответствующем разделе книги, здесь же только отметим, что они являются продуктом неустойчивости струйных западных пограничных течений – таких, как Гольфстрим в Атлантике или Куроисио в Тихом океане, – и что они активно взаимодействуют с породившими их течениями, осуществляя перенос импульса, завихренности, энергии и вещества поперек течения. Используя традиционный для полуэмпирических теорий турбулентности подход, положим $A_l = V_e L_e$, где V_e – характерная скорость поступательного перемещения вихря и L_e – средняя удаленность центра вихря от оси породившего его течения. Для района Гольфстрима спутниковые альтиметрические наблюдения дают $V_e = 5$ см/с и $L_e = 200$ км, что приводит к $A_l = 10^4$ м²/с и позволяет, в свою очередь, оценить из уравнения (17) характерную ширину L_b западного пограничного слоя: $\beta V = A_l V (L_b/2)^{-3}$, или $L_b = [(8 \cdot 10^4 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}) / (2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1})]^{1/3} = 160$ км. Это неплохая оценка, если учесть, что, согласно наблюдениям, ширина «мгновенного» меандрирующего Гольфстрима составляет около 60 км, мы же в настоящем разделе книги рассматриваем *среднее по времени* («размазанное» в горизонтальной плоскости) пограничное течение. Сопоставляя рассматриваемый нами прямоугольный океан (рис. 3.7) с Северной Атлантикой, оценивая ее зональную протяженность как 6000 км и принимая во внимание оцененную выше равную 1 см/с характерную скорость меридионального геострофического течения в открытом океане, для расхода западного пограничного течения получаем величину $(1 \text{ см/с}) \times (1500 \text{ м}) \times (6000 \text{ км}) = 90 \cdot 10^6 \text{ м}^3/\text{с} \equiv 90 \text{ Св}$, что совпадает с инструментальной оценкой расхода Гольфстрима в области его наибольшего расхода. Для скорости западного пограничного течения, усредненной по его глубине и ширине, получаем оценку $(90 \cdot 10^6 \text{ м}^3/\text{с}) / (1.6 \cdot 10^5 \text{ м}) \times (1.5 \cdot 10^3 \text{ м}) \approx 40 \text{ см/с}$.

Как и в рассмотренном выше зональном канале, основной частью показанной на рис. 3.7 океанской циркуляции является геострофическое течение с вертикальной структурой, аналогичной структуре течения в канале. В связи с этим положения изолиний уровня океана ζ , а также изолиний давления p (изобар) и нейтральной плотности воды ρ^n на отдельных горизонтах должны быть близкими к положению изолиний Ψ на рис. 3.7, при минимумах ρ^n и ζ (ось z направлена вниз) и максимумах p в центре циркуляции. Качественная схема распределений ρ^n , ζ и меридиональных геострофических течений на срединном зональном разрезе через океан показана на рис. 3.9. Путем рассуждений, вполне аналогичных приведенным в настоящем разделе, можно показать, что как в случае циклонической завихренности ветра в Северном полушарии, так и в случае завихренности ветра любого знака в Южном полушарии, интенсивное пограничное течение будет формироваться также у западного берега океана.

Содержание настоящего раздела показывает, что основной причиной формирования относительно узких и сильных струйных течений типа Гольфстрима, Куроисио или Агульясского течения у западных берегов океанов является широтное изменение параметра Кориолиса. Соответствующая теоретическая концепция была разработана в работах [Sverdrup, 1947], [Stommel, 1948] и [Munk, 1950].

3.3. ТЕЧЕНИЯ БАРОКЛИННОГО СЛОЯ МИРОВОГО ОКЕАНА

Под *бароклинным слоем* океана подразумевается его верхний слой толщиной в среднем около 1500 м, где особенно сильно выражены горизонтальные градиенты плотности воды, связанные с градиентами температуры и солёности, и где океанская циркуляция преимущественно обусловлена воздействием ветра на поверхность океана, как это объяснено в предыдущих разделах книги. Течения на рис. 3.10 и 3.11 слагаются из чисто дрейфовых течений, усредненных по слою их распространения, и геострофических течений. На рис. 3.12–3.14 показаны геострофические течения, причем *динамическая топография* океана определяется как обусловленное океанской цир-

куляцией отклонение изобарической поверхности, наиболее близко расположенной к рассматриваемому горизонту, от равновесной формы геоида. Картины течений на рис. 3.10–3.14 являются продуктом численного моделирования океанской циркуляции, при котором результаты моделирования строго удовлетворяют определенной системе гидродинамических уравнений и граничных условий. Особенно важно, что это моделирование включает в себя широкое усвоение разнообразных и массовых данных наблюдений, включая спутниковые измерения уровня океана, измерения температуры и солености воды дрейфующими поплавками и с судов, измерения течений на автономных заякоренных станциях и другие наблюдения.

Численная модель океана, использованная при расчетах карт течений, показанных на рис. 3.10–3.14, не разрешает синоптические океанские вихри, а параметризует их традиционным образом через коэффициент крупномасштабной турбулентности. Исходное горизонтальное разрешение в модели составляет 0.5 градуса на экваторе с дальнейшим сглаживанием всех анализируемых полей с масштабом около 100 км. Хотя представленные на рис. 3.10–3.14 карты течений относятся к определенным датам, они близки к соответствующим средним многолетним («климатическим») картам для данного месяца (рис. 3.10–3.13) или для года в целом (рис. 3.14). Это означает, что, по сравнению с картами нестационарных синоптических течений, представленные на рис. 3.10–3.14 карты течений характеризуются некоторой «размазанностью» в горизонтальной плоскости и поэтому существенно меньшими скоростями течений. Тем не менее, карты на рис. 3.10–3.14 вполне удовлетворительно отражают структуру крупномасштабной циркуляции бароклинного слоя океана. Их рассмотрение приводит к следующим выводам:

1. Карты на рис. 3.10–3.14 подтверждают преимущественное влияние поперечной неравномерности ветра на формирование горизонтальной структуры циркуляции вод в бароклинном слое океана. Об этом свидетельствует, в частности, рисунок 3.15, на котором меридиональное распределение величины $\tau_x/|f|$ рассчитано по многолетним данным наблюдений [Josey et al., 1998], а картина течений построена по этому распределению на основе рассуждений, идентичных использованным при построении рисунка 3.4. Сравнение присущих Тихому океану меридиональных распределений зональных течений на рис. 3.10 и 3.15 показывает их аналогию, за исключением заметной разницы в положениях границы между ПАТ и АЦТ, что объясняется отсутствием данных по τ_x южнее 63° ю.ш. в массиве [Josey et al., 1998].

2. Определяющее влияние поперечной неравномерности ветра на циркуляцию вод бароклинного слоя океана приводит к формированию Межпассатных противотечений в Тихом и Атлантическом океанах (рис. 3.10, 3.15), обусловленных минимумами скорости пассатов в районе 5° с.ш. и имеющих направление, противоположное направлению ветра.

3. *Северный (СПФ) и Южный (ЮПФ) полярные фронты* (рис. 3.10) можно идентифицировать соответственно как южную и северную границы собственно арктических и антарктических вод, а *Субарктический (САФ) и Субантарктический (СААФ) фронты* – как северную и южную границы океанских субтропических круговоротов, качественная модель которых представлена на рис. 3.7. Из рис. 3.10 видно, что СААФ и ЮПФ приблизительно оконтуривают северную, наиболее сильную, часть АЦТ – самого мощного течения Мирового океана, имеющего расход около 150 св. Формирование АЦТ обусловлено эффектом сгона–нагона, создаваемого чисто дрейфовым течением: конвергенцией чисто дрейфового течения и повышением уровня океана на северном фланге течения и дивергенцией чисто дрейфового течения и понижением уровня океана на его южном фланге (рис. 3.15).

4. Обусловленная β -эффектом интенсификация течений у западных берегов океанов (см. предыдущий раздел) хорошо видна на рис. 3.10 и 3.12 на примерах Гольфстрима, Гвианского, Бразильского, Сомалийского, Занзибарского, Агульяского, Куросио, Минданао, Восточно-Австралийского течений. Кроме того, большие скорости течений наблюдаются в экваториальной

зоне открытого океана (рис. 3.10), что, очевидно, связано с малыми значениями параметра Кориолиса (формула (15)).

5. Северные пассатные течения направлены на северо-запад на рис. 3.10 и на юго-запад на рис. 3.12, а Южные пассатные течения – на юго-запад на рис. 3.10 и на северо-запад на рис. 3.12. Это объясняется вкладом в картину течений на рис. 3.10 средних по слою своего распространения чисто дрейфовых течений, направленных, как это было показано выше, перпендикулярно вправо от направления ветра (рис. 3.1, 3.2) в Северном полушарии и влево в Южном.

6. Муссонный характер атмосферной циркуляции (рис. 3.1, 3.2) обуславливает кардинальную сезонную перестройку течений в бароклинном слое северной части Индийского океана (рис. 3.10, 3.11) с очень интенсивным, в частности, Летним сомалийским течением (рис. 3.10, 3.12), соответствующим сильному летнему муссону (рис. 3.2). Зимой Северного полушария в экваториальной зоне Индийского океана наблюдается отсутствующее в летний период Экваториальное противотечение (рис. 3.11), физическая природа которого вполне аналогична природе Межпассатных противотечений в Тихом и Атлантическом океанах.

7. Области слабых и переменчивых по направлению течений на $25-30^\circ$ с.ш. и $25-30^\circ$ ю.ш. в Атлантике, $25-30^\circ$ ю.ш. в Индийском океане, $25-30^\circ$ с.ш. и $20-25^\circ$ ю.ш. в Тихом океане и $35-40^\circ$ ю.ш. в его западной части (рис. 3.10) являются зонами конвергенции чисто дрейфового течения. Быстрое (менее суток) приспособление чисто дрейфового течения к меняющемуся ветру определяет сильную изменчивость этих течений по времени.

8. Как показывают рисунки 3.12–3.14 и как это и предполагалось выше, геострофические циркуляции воды в отдельных крупных частях Мирового океана сохраняют свою структуру в пределах бароклинного слоя с одновременным падением скорости течения с глубиной вследствие наклонов изопикнических поверхностей, обратных наклонам поверхности океана (рис. 3.4 и 3.9); при этом происходит заметный сдвиг центров циркуляций в сторону полюсов (рис. 3.12–3.14). Наименьшая степень падения скорости течения с глубиной наблюдается в АЦТ вследствие минимальной, по сравнению с другими течениями, изменениями величины ρ^n с глубиной. Рисунок 3.14 подтверждает, что распространение Антарктической и Северотихоокеанской промежуточных вод в глубинах центральных частей океанов (см. рис. 2.15, 2.16) происходит в нижних частях субтропических антициклонических круговоротов преимущественно ветрового происхождения.

На рис. 3.10–3.14 отсутствуют направленные с запада на восток Экваториальные подповерхностные противотечения (ЭППТ), так как, во-первых, они не наблюдаются в верхнем перемешанном слое океана и, во-вторых, не являются геострофическими. ЭППТ, обнаруженные прямыми измерениями течений в третьей четверти двадцатого столетия, наблюдаются на всем зональном протяжении экваториальных зон океанов в течение года в Тихом и Атлантическом океанах и в зимнюю (для Северного полушария) половину года в Индийском океане; они занимают узкую зону от 2° с.ш. до 2° ю.ш. и слой океана в среднем от 50 до 250 м с максимумом скорости на глубине около 120 м на экваторе (рис. 3.16). В Тихом океане, где ЭППТ развито особенно сильно, максимальная скорость течения может достигать 1 м/с, а расход течения 30 Св.

Физическая природа ЭППТ связана с отсутствием силы Кориолиса на экваторе, в результате чего южный пассат, действуя на поверхностный слой океана, нагоняет воду к западным берегам океанов. Вследствие этого формируется наклон уровня океана с запада на восток вдоль экватора, создающий зональный градиент давления, уравновешивающийся обусловленной ветром силой вертикального турбулентного трения в самом верхнем слое океана. В слое же ЭППТ, как показывает численное моделирование ЭППТ [Коротчаев и др., 1986], формируются сходящиеся к экватору слабые меридиональные течения. Перенос этими течениями присущего ЭППТ меридионального градиента зональной компоненты импульса, во-первых, создает замедляющий эффект,

уравновешивающий разгоняющий эффект зонального градиента давления, и, во-вторых, удерживает течение в относительно узкой экваториальной полосе. Кроме того, схождение меридиональных течений приводит к подъему воды от ядра ЭПТ к поверхности океана и дивергенции течения в наиболее верхнем слое океана на экваторе.

Карта на рис. 3.17 является результатом численного моделирования течений Северного Ледовитого океана на основе данных альтиметрических и гравиметрических спутниковых съемок [Farrell et al., 2012]. Ввиду относительной слабости и неустойчивости ветров, а, значит, и чисто дрейфовых течений в Арктике, геострофические течения на рис. 3.17 достаточно хорошо воспроизводят картину средней циркуляции воды в поверхностном слое океана, а вместе с ней и направление и скорость среднего дрейфа льда. Так, например, Трансарктическое течение (рис. 3.17) определяло дрейф нансеновского «Фрама» в 1893–1896 гг. и ледовой станции «Северный полюс-1» с четверкой «папанинцев» в 1937 г., а Канадский круговорот – дрейф станции «Северный полюс-2» в 1951 году.

Результаты численного моделирования циркуляции вод Арктики [Aksenov et al., 2011] показывают, что, в отличие от поверхностной воды, описанная в разделе о температуре относительно теплая *Атлантическая промежуточная вода* (АПРВ) (рис. 2.34, 2.35) совершает в Арктике почти замкнутый циклонический круговорот вдоль арктического континентального склона от восточной части пролива Фрама до его западной части; типичная скорость движения АПРВ в этом круговороте составляет немногие сантиметры в секунду. Насколько можно судить по рисункам 2.36 и 2.37, холодная *Арктическая глубинная вода* увлекается нижней частью этого же круговорота с очень малыми скоростями.

3.4. ГЛОБАЛЬНЫЙ ОКЕАНСКИЙ КОНВЕЙЕР

Циркуляция воды на глубинах ниже бароклинного слоя океана, т.е. в *абиссали*, известна намного меньше циркуляции бароклинного слоя. Мы ограничимся рассмотрением *Глобального океанского конвейера* (ГОК) – важного в климатическом отношении компонента океанской циркуляции, связывающего абиссаль и бароклинный слой. На рис. 3.18 показана одна из современных схем ГОК, верхняя («термоклинная») и нижняя («абиссальная») ветви которого разделяются изопикнической поверхностью $\gamma^n = 27.65 \text{ кг/м}^3$, приблизительно соответствующей нижней границе Антарктической промежуточной воды (рис. 2.12–2.16) и выклинивающейся в поверхностный слой океана в наиболее северной части Атлантики (и в Северо-Европейском бассейне) и в Антарктике (рис. 3.19). Главным процессом, обуславливающим существование ГОК, является *глубокая зимняя конвекция* в морях Ирмингера и Лабрадор к югу от Гренландии и в Гренландском море, в ходе которой относительно теплая вода верхней ветви ГОК трансформируется в холодную воду его нижней ветви (рис. 2.24, 3.20) [Tomczak, Godfrey, 2002; Sarafanov et al., 2012]. Особенно большая глубина конвекции в указанных районах (рис. 2.24) связана с поступлением в эти районы соленой поверхностной воды субтропического происхождения с течениями Ирмингера и Западно-Шпицбергенским (рис. 3.20), что повышает плотность вод верхнего слоя океана в этих районах и тем самым способствует конвекции.

Согласно преобладающим современным представлениям [Lumpkin, Speer, 2007; Iudicone et al., 2008; Кошляков, Тараканов, 2011], трансформация воды нижней ветви ГОК в воду его верхней ветви, компенсирующая обратную трансформацию в Северной Атлантике и Северо-Европейском бассейне, происходит в Антарктике (рис. 3.18). Этот вывод подтверждается оценкой переноса воды через Субантарктический фронт (СААФ, рис. 2.16, 3.10) [Кошляков, Тараканов, 2011], состоящего из чисто дрейфового течения, вихревого переноса и абиссальных геострофических течений. В соответствии с данными, содержащимися в [Josey et al., 1998], средний многолетний интегральный перенос воды чисто дрейфовым течением через СААФ составляет 27.8 Св на север (табл. 3.1). Вихревой перенос

воды поперек СААФ связан с обострением и отрывом меандров направленного на восток квазигеострофического Субантарктического течения (САТ) – северной и наиболее сильной струи АЦТ, совпадающей с СААФ. В результате этого процесса к северу от СААФ формируются уже упоминавшиеся в разделе о солёности циклонические (вращение воды по часовой стрелке) вихри, содержащие в своих ядрах воду с южной стороны от СААФ, а к югу от СААФ – антициклонические вихри с водой с северной стороны от фронта. Согласно данным судовых гидрофизических и спутниковых

Таблица 3.1

Компоненты расхода (в свердрупах) воды через Субантарктический фронт

Компоненты расхода	Атлантический океан	Индийский океан	Тихий океан	В целом
1. Перенос чисто дрейфовыми течениями на север	6.0	12.6	9.2	27.8
2. Перенос вихрями в термоклине на север	9.2	14.2	10.4	33.8
3. Перенос вихрями в термоклине на юг	-11.3	-13.5	-22.7	-47.5
4. Суммарный перенос вихрями в термоклине	-2.1	0.7	-12.3	-13.7
5. Итоговый перенос в термоклине	3.9	13.3	-3.1	14.1
6. Перенос вихрями в абиссали на север	30.4	35.8	23.4	89.6
7. Перенос вихрями в абиссали на юг	-25.0	-24.6	-45.0	-94.6
8. Суммарный перенос вихрями в абиссали	5.4	11.2	-21.6	-5.0
9. Перенос абиссальными геострофическими течениями на север	15.7	22.5	19.3	57.5
10. Перенос абиссальными геострофическими течениями на юг	-23.6	-24.7	-18.3	-66.6
11. Суммарный перенос абиссальными геострофическими течениями	-7.9	-2.2	1.0	-9.1
12. Итоговый перенос в абиссали	-2.5	9.0	-20.6	-14.1
13. Итоговый перенос по всей глубине океана	1.4	22.3	-23.7	0.0

Примечание. Положительное значение расхода означает перенос воды на север, отрицательное – на юг.

альтиметрических наблюдений, эти вихри проникают до дна океана, а их полный горизонтальный размер варьирует, как правило, от 140 до 260 км. Большинство (около 70%) вихрей не отходит далеко от СААФ и вскоре снова сливаются с ним, не изменив своего размера и, таким образом, не внося вклада в итоговый перенос воды через фронт. Остальные же вихри (будем называть их *эффективными*), в том числе 178 циклонов и 196 антициклонов за период с 1996 по 2000 год на всем протяжении СААФ, как раз и определяют водообмен через СААФ, оценка которого, полученная в результате анализа спутниковых альтиметрических карт за 1996–2000 годы [Ducet, Le Traon, 2000], содержится в табл. 3.1. В ходе этого анализа была выявлена очень существенная неравномерность формирования как циклонов, так и антициклонов вдоль СААФ (рис. 3.21). Особенно обращают на себя внимание районы 2 и 12, где сравнительно коротким отрезкам фронта соответствуют весьма значительные величины расходов воды. Для района 2 это обусловлено всеми определяющими расход факторами: относительно большим количеством вихрей, их большими горизонтальными размерами и большими высотами в абиссали. Для района 12 определяющими являются первые два из перечисленных факторов. На сравнительно мелководном участке фронта от 39 до 53° ю.ш. в районе материкового склона Патагонии вихри вообще не образуются. На восточной ветви «патагонской петли», как показано на рис. 3.21, формируются только эффективные циклоны, а на участке фронта от 65° з.д. до 53° ю.ш. в проливе Дрейка и море Скотия – только эффективные антициклоны. В Тихом океане особенно велики осуществляемыми антициклоническими вихрями расходы воды в южном направлении, что и определяет интегральную по всему океану величину вихревого расхода, равную –18.7 Св (сумма чисел в последних столбцах четвертой и восьмой строк табл. 3.1). Дополнительная информация о вихрях АЦГ дается в специальном разделе книги, посвященном океанским вихрям.

Как показывают многочисленные наблюдения, Субантарктическое течение в верхнем слое океана, приблизительно до глубины 2000 м, имеет эквивалентно-баротропную структуру, т.е. не меняет своего направления с глубиной. Это означает, что по определению поперечная к СААФ компонента геострофического течения во всем этом слое и на всем протяжении СААФ отсутствует. Этого нельзя сказать о нижнем слое океана (абиссали), где упомянутая компонента может существовать на участках СААФ между отдельными хребтами и возвышенностями, что вполне подтверждается рассчитанным по массиву данных [Gouretski, Kolterman, 2004] и показанным на рис. 3.22 распределением нейтральной плотности γ^n на вертикальном разрезе вдоль СААФ: изопикны квазигоризонтальны в верхнем слое и сильно наклонены в абиссали, что, очевидно, связано с геострофическим течением поперек разреза. Из сказанного выше ясно, что это течение может быть рассчитано по формуле

$$fv(z) = \frac{g}{\rho_0} \int_{z_0}^z \frac{\partial \rho}{\partial x} dz . \quad (18)$$

Здесь $f < 0$, ось x направлена вдоль СААФ с восточной составляющей, ось z направлена вниз, v – компонента скорости геострофического течения, нормальная к СААФ в данной точке и положительная в случае течения с составляющей на север. Формула (18) выведена из формул, аналогичных формулам (15) и (14б), но записанных для компоненты скорости v , при условии $v = 0$ при $z = z_0$; расчет ведется для всех $z > z_0$. Ввиду того, что положение *нулевой поверхности* z_0 в рассматриваемом случае не вполне очевидно, целесообразно определить его из естественного условия равенства нулю нормального к СААФ расхода воды по всей длине СААФ и всей глубине океана. Так как, согласно табл. 3.1, интегральный расход воды в термоклине составляет 14.1 Св, а интегральный вихревой расход в абиссали равен –5.0 Св, интегральный расход квазимеридиональных геострофических течений в абиссали должен быть равен –9.1 Св. Расчет показал, что этому значению расхода соответствует нулевая поверхность, совпадающая с поверхностью

$\gamma^n = 27.93$ на вертикальном разрезе вдоль СААФ. Согласно рис. 3.22, эта поверхность как раз разделяет слои океана с квазигоризонтальным расположением изопикнических поверхностей и с их хорошо выраженным крупномасштабным зональным наклоном, что позволяет признать полученное положение нулевой поверхности вполне удовлетворительным.

Результаты расчета поперечных к СААФ геострофических течений в абиссали показаны на рис. 3.23 и отражены в табл. 3.1. Хотя скорости полученных течений малы (рис. 3.23), в их реальности не позволяют сомневаться очень существенные и систематические наклоны изопикн на рис. 3.22. Рис. 3.23 и табл. 3.1 позволяют сделать вывод, что основной вклад в интегральный по длине СААФ расход абиссальных течений в южном направлении вносят течения в западной части атлантического сектора Южного океана и прежде всего – течение на $45-50^\circ$ з.д. (рис. 3.23) с расходом около 9.5 Св. В целом результаты расчета переноса воды через СААФ вполне согласуются с представлением о подъеме воды из абиссали в термоклин в антарктической зоне океана. Полученная величина соответствующего расхода воды (14 Св – пятая и двенадцатая строки таблицы 3.1, последний столбец) совпадает с оценками расхода ГОК, содержащимися в работах [Lumpkin, Speer, 2007] и [Judicone et al., 2008] (15 и 14 Св соответственно). Полученная величина экмановского переноса воды (полного потока чисто дрейфового течения) на север через СААФ (28 Св) компенсируется интегральным переносом воды на юг, осуществляемым фронтальными вихрями (-14 Св в термоклине и -5 Св в абиссали) и абиссальными геострофическими течениями (-9 Св) (табл. 3.1).

Схема ГОК на рис. 3.18, основанная на многочисленных экспериментальных и теоретических работах 1990–2000-х гг. с учетом описанного выше расчета переноса воды через СААФ, является двухслойной и не различает переноса воды струйными течениями и вихрями. На самом деле, как можно судить из таблицы 3.1, водообмен между зоной АЦТ и прилегающими к ней с севера субтропическими круговоротами осуществляется в значительной степени вихрями синоптического масштаба.

Двухслойность схемы на рис. 3.18 означает, что верхняя ветвь ГОК объединяет поверхностную и промежуточную воды, а нижняя – донную и глубинные воды различной плотности и различного происхождения. В ходе движения как в поле верхней, так и особенно в поле нижней ветви происходит весьма существенная трансформация этих водных масс вследствие их перемешивания друг с другом и с соседними водными массами, а также, в отдельных случаях, – вследствие их взаимодействия с атмосферой. Так, Северо-Атлантическая глубинная вода (САГВ) со средней плотностью $\langle \gamma^n \rangle \approx 28.00$, переносимая на юг Глубинным западным пограничным течением (рис. 3.18, 3.20), по достижении зоны АЦТ вначале трансформируется преимущественно в Нижнюю циркумполярную глубинную воду (НЦГВ) с $\langle \gamma^n \rangle \approx 28.08$, а затем, в результате ее захвата примыкающими к Антарктиде циклоническими круговоротами (рис. 3.18), – в Антарктическую донную воду (ААДВ) с $\langle \gamma^n \rangle \approx 28.30$ и Циркумполярную донную воду (ЦДВ) с $\langle \gamma^n \rangle \approx 28.20$. Далее, уже в виде комбинаций НЦГВ, ЦДВ и ААДВ (в разных соотношениях для разных океанов), глубинная вода проникает в субтропические области Атлантического, Индийского и Тихого океанов. В Атлантическом океане она распространяется севернее 40° с.ш., где сливается с САГВ, а в Тихом и Индийском океанах совершает циркуляции океанского масштаба (рис. 3.18), трансформируясь вначале в Тихоокеанскую (ТГВ) и Индоокеанскую глубинные воды (ИГВ), а при возвращении в зону АЦТ – в Верхнюю циркумполярную глубинную воду (ВЦГВ) с $\langle \gamma^n \rangle \approx 27.85$. ВЦГВ и есть та водная масса, которая, по завершению подъема вдоль изопикнических поверхностей в зоне АЦТ (см. положение изопикн в диапазоне $27.65-27.95$ к югу от 50° ю.ш. на рис. 2.39), под воздействием атмосферных факторов трансформируется вначале в Антарктическую поверхностную воду, а затем – в Антарктическую промежуточную воду, замыкая таким образом ГОК. Вода, переносимая верхней ветвью конвейера, также претерпевает заметные трансформации, ос-

новной из которых является трансформация ААПрВ и Северотихоокеанской промежуточной воды (см. раздел о солености) в воду верхнего слоя океана в поле антициклонической циркуляции вод верхней ветви ГОК в субтропической зоне северной части Тихого океана (рис. 3.18).

Схема на рис. 3.18 нуждается еще в нескольких комментариях. Во-первых, она требует, чтобы частица воды, захваченная Глобальным океанским конвейером, проходила через антарктическую зону океана минимум два раза: первый раз в процессе трансформации САГВ в НЦГВ и затем, возможно, в ЦДВ и ААДВ и второй – в процессе трансформации ТГВ или ИГВ в ВЦГВ. Во-вторых, в зоне АЦТ все описанные выше преобразования и меридиональные перемещения водных масс происходят на фоне их многократных циркуляций вокруг Антарктиды. В-третьих, описанные выше трансформации водных масс в отдельных случаях сопровождаются значительными перемещениями воды по вертикали. Так, например, в ходе трансформации ЦДВ и НЦГВ в ТГВ и затем в ВЦГВ в поле глубинного круговорота океанского масштаба в Тихом океане (рис. 3.18) происходит подъем трансформирующихся вод приблизительно с горизонта 3500 до 1700 м. Принципиальным, однако, является то обстоятельство, что весь этот подъем ограничивается абиссалью, а не проникает в термоклин.

Карты геострофических течений на рис. 3.24 и 3.25, рассчитанные по тем же данным и с помощью той же методики, что и карты на рис. 3.12–3.14, отчетливо показывают продвижение на юг Северо-Атлантической глубинной воды в поле верхней (рис. 3.24) и нижней (3.25) частей Глубинного западного пограничного течения Атлантического океана. Рисунок 3.24 демонстрирует уникальность Антарктического циркумполярного течения, характеризующегося высокими скоростями не только в верхнем слое океана (рис. 3.12–3.14), но и в абиссали. Следует также отметить исключительно хорошее согласие направления показанных на рис. 3.25 абиссальных течений Тихого и Индийского океанов с картиной циркуляции воды в поле нижней ветви ГОК на рис. 3.18.

Важной особенностью упоминавшегося выше процесса распространения абиссальных антарктических вод (ААДВ, ЦДВ и НЦГВ) на север вдоль котловин Атлантического, Индийского и Тихого океанов (рис. 2.38, 3.18) является их проникновение через соединяющие котловины относительно узкие (шириной, как правило, в немногие десятки километров [Mogozov et al., 2010]) проходы в подводных хребтах, причем особенно ярко эта особенность выражена в Атлантическом океане. Рисунок 3.26 и таблица 3.2, построенные по распределению температуры воды у дна океана [Gouretski, Koltermann, 2004] и многочисленным литературным источникам, частично обобщенным в [Mogozov et al., 2010], приводят, в частности, к следующим выводам:

а) Основная масса воды антарктического происхождения распространяется в Атлантике на север в западной части океана. На востоке хребет Китовый (см. рис. 1.2) в значительной степени преграждает путь антарктической воды (см. также рис. 2.38), в связи с чем она в относительно небольшом количестве проникает в Ангольскую котловину (рис. 1.2) как с юга, так и с севера. В последнем случае она предварительно проходит через разлом Чейн в экваториальной зоне океана.

б) Относительно малая часть собственно Антарктической донной воды (ААДВ, $\theta < 0.2^\circ\text{C}$), проникающей из моря Уэдделла в Аргентинскую котловину (рис. 1.2) через многочисленные проходы в подводных хребтах на крайнем юге Атлантики, проходит через канал Вима из Аргентинской в Бразильскую котловину, что, по-видимому, свидетельствует об интенсивном перемешивании ААДВ с вышележащей водой на пути ее перемещения.

в) Более половины суммарной воды антарктического происхождения (ААДВ+ЦДВ+НЦГВ), проходящей из Аргентинской в Бразильскую котловину, распространяется далее на север через Экваториальный канал, что, с учетом малого расхода этой воды через разлом Вима, заставляет предположить ее заметные расходы в Северо-Американской котловине.

Под *возрастом абиссальной воды* на рис. 3.27 подразумевается средний по слою от горизонта 2000 м до дна океана промежуток времени, прошедший с момента последнего контакта воды из

Таблица 3.2

Проходы на пути антарктических вод в Атлантике (рис. 3.26)

№№	Название	Минимальная потенциальная температура, °С	Расход, Св
1	проход Филипп	< -0.60	8.0 для $\theta < 0.2^\circ\text{C}$
2	проход Оркней		
3	проход Брюс		
4	проход Дискавери (Discovery Passage)		
5	проход Хойер		
6	Южно-Сандвичев желоб	< -0.70	5.0 для $\theta < 0.2^\circ\text{C}$
7	проход Шеклтона	-0.11	1.0 для $\theta < 0.4^\circ\text{C}$
8	проход Хиро	0.10	
9	проход Георгия	< -0.30	
10	проход Шег Рокс	0.20	
11	Безымянный проход		
12	проход Северо-Восточная Георгия	< -0.40	
13	Безымянный проход к востоку от поднятия Ислас-Оркадас	< -0.70	
14	проход Фолкленд	< -0.40	
15	Нижнее плато Сантус	0.12	0-2 для $\theta < 2.0^\circ\text{C}$
16	канал Вима	< -0.20	1.8 для $\theta < 0.2^\circ\text{C}$ 2.5-4 для $\theta < 2.0^\circ\text{C}$
17	канал Хантер	0.17	0.7 для $\theta < 0.2^\circ\text{C}$
18	Экваториальный канал	< 0.60	2.1 для $\theta < 1.8^\circ\text{C}$
19	разлом Чейн	0.40 на входе 1.70 на выходе	0.6 для $\theta < 1.9^\circ\text{C}$
20	разлом Романш	0.50 на входе 1.40 на выходе	0.6 для $\theta < 1.9^\circ\text{C}$
21	разлом Вима	< 1.35	0.5 для $\theta < 1.9^\circ\text{C}$
22	проход Кейн	1.80	0.0(амплитуда 0.2 Св) для $\theta < 1.9^\circ\text{C}$
23	проход Дискавери (Discovery Gap)	2.01	0.2 для $\theta < 2.05^\circ\text{C}$
24	Западный проход	1.99	0.3 для $\theta < 2.05^\circ\text{C}$
25	Безымянный разлом в Южно-Атлантическом хребте на 50° ю.ш.	< 0.05	
26	разлом Буве	< -0.10	
27	Безымянный разлом в Африкано-Антарктическом хребте на 10° в.д.	< -0.20	
28	разлом дю Гойта	< -0.50	
29	разлом Эндрю Бейна		
30	разлом Мэрион		
31	разлом принца Эдуарда		
32	Китовый проход	< 1.40	

данной точки в глубине океана с его поверхностью. Карта на рис. 3.27 рассчитана путем численного моделирования океанской циркуляции с широким усвоением данных наблюдений над температурой воды, ее соленостью и содержанием радиоуглерода ^{14}C . Результаты расчета показали, что около 60% абиссальных (глубина более 2 км) вод Мирового океана имели последний контакт с поверхностью океана в антарктической или субантарктической зонах.

РИСУНКИ К ГЛАВЕ 3

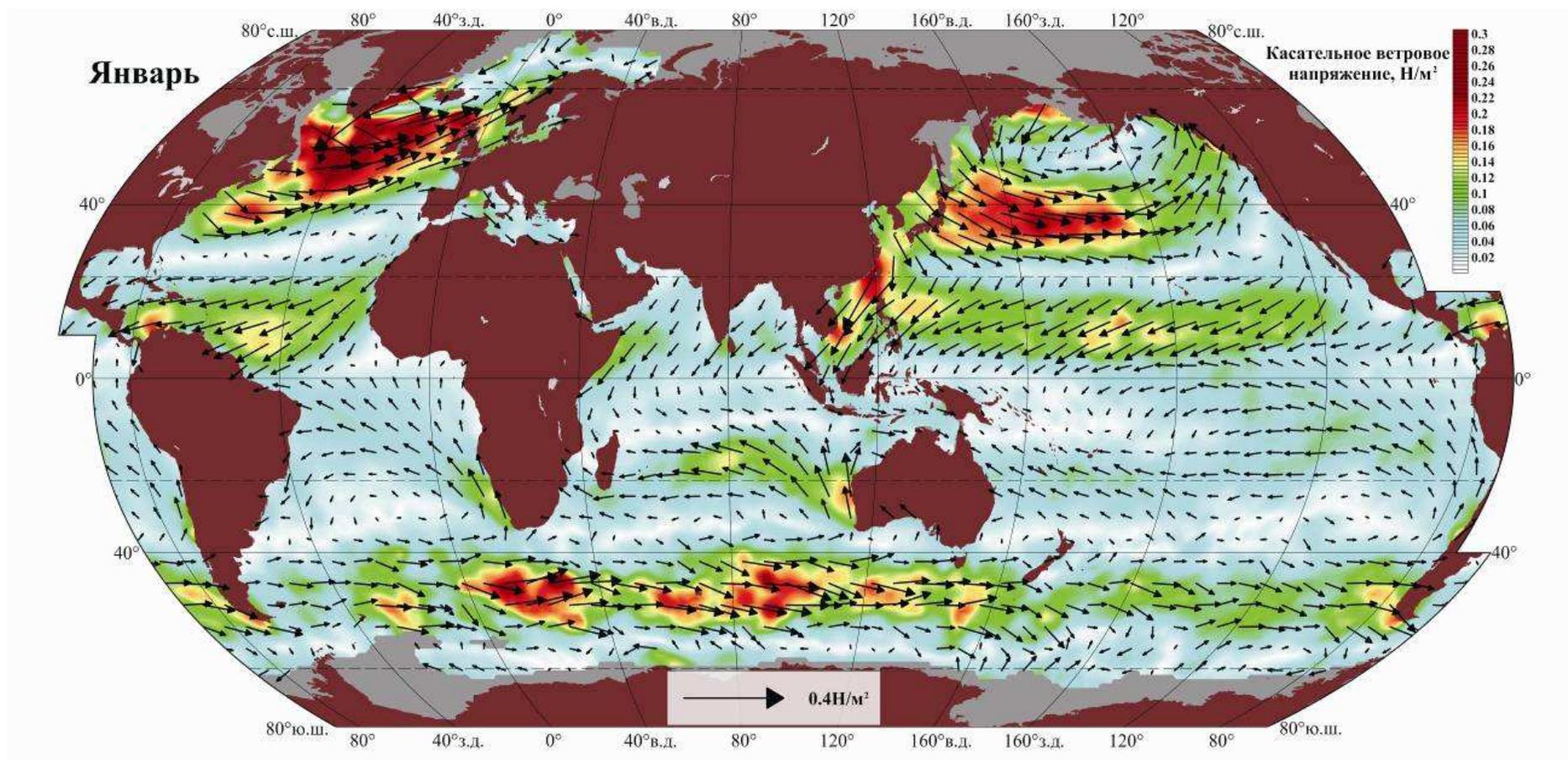


Рис. 3.1. Среднеклиматическое напряжение ветра (Н/м^2) в январе [Josey et al., 1998]

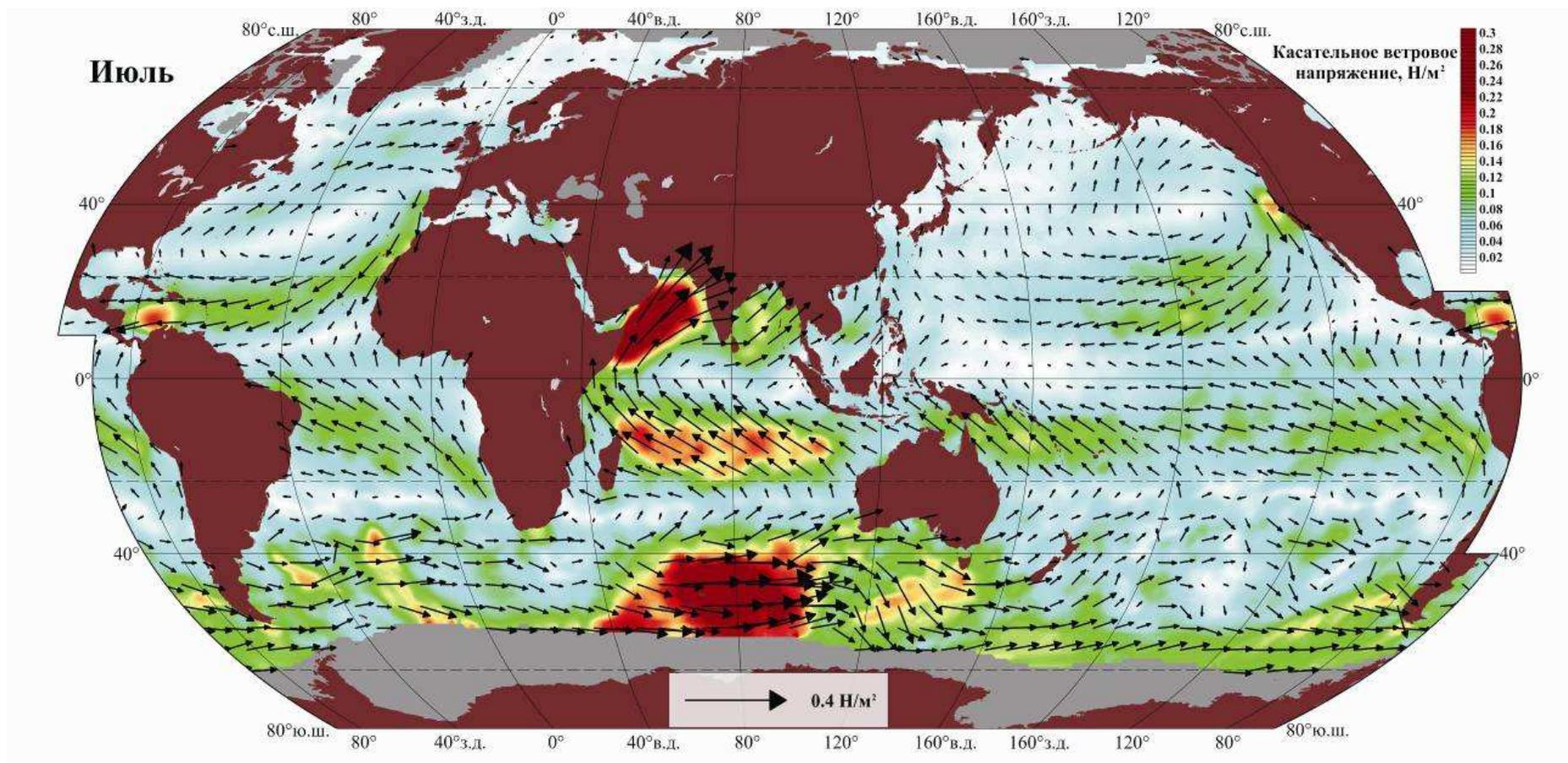


Рис. 3.2. Среднеклиматическое напряжение ветра (Н/м^2) в июле [Josey et al., 1998]

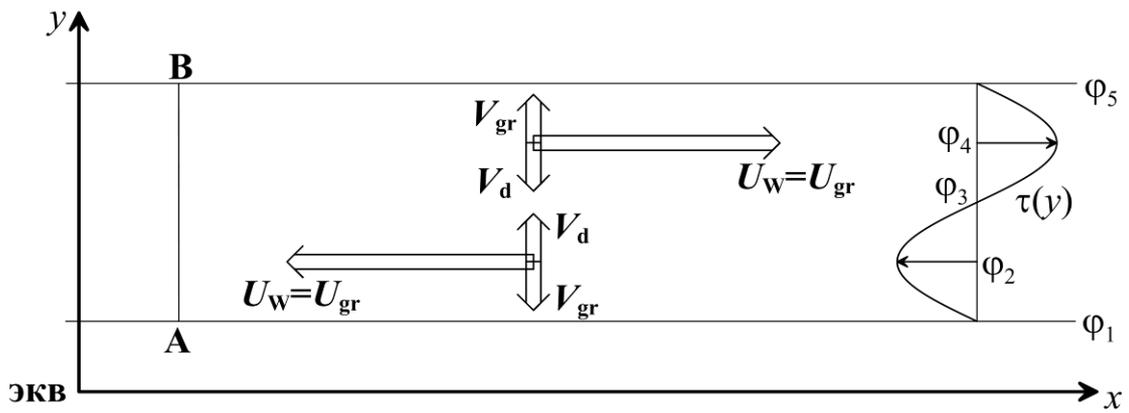


Рис. 3.3. Меридиональное распределение напряжения ветра τ в бесконечном зональном канале. Стрелки показывают полные потоки ветрового течения и его компоненты, причем отношение величин зональных составляющих полных потоков к величинам меридиональных составляющих занижено на рисунке в 20 раз

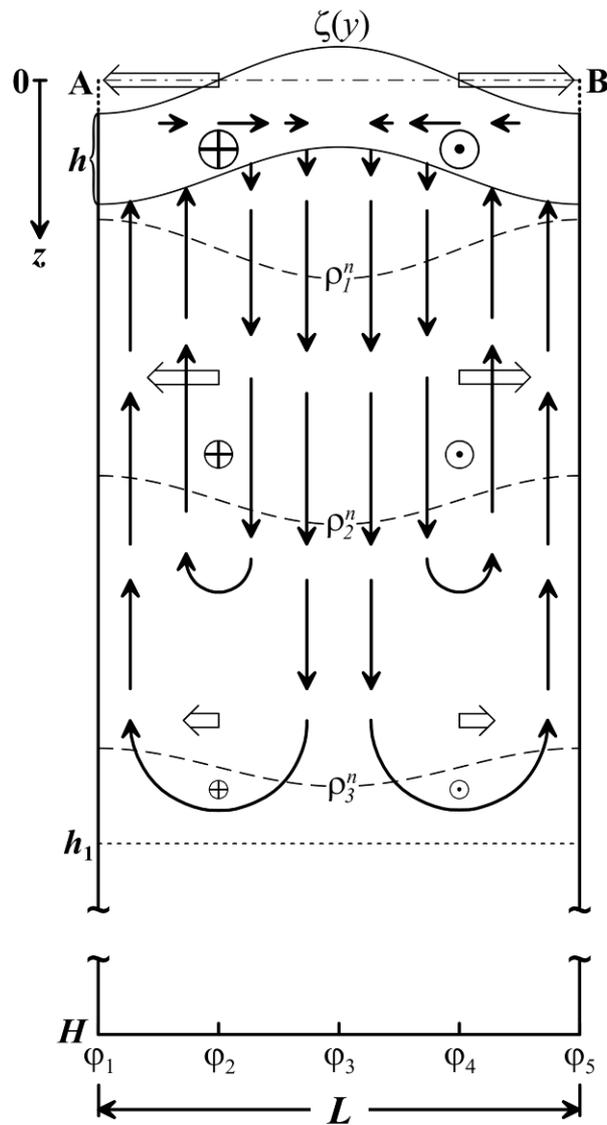


Рис. 3.4. Схема циркуляции воды на меридиональном разрезе через зональный канал (рис. 3.3). Смысл отдельных обозначений разъясняется в тексте

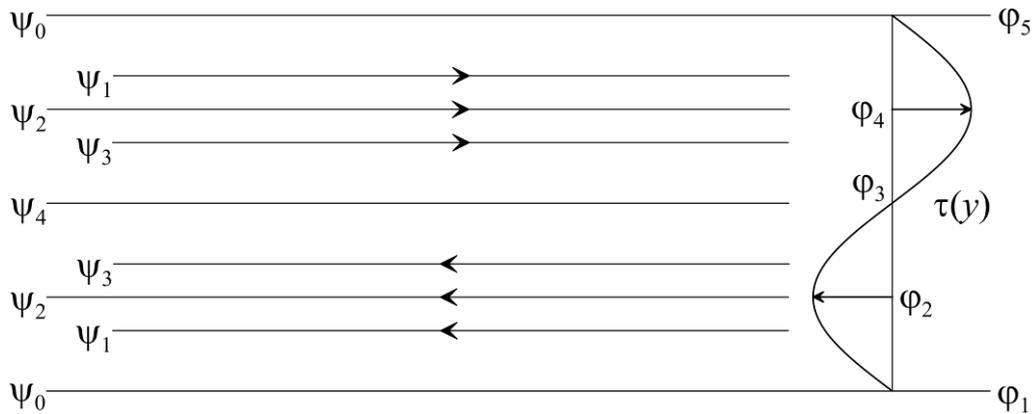


Рис. 3.5. Распределение интегральной функции тока Ψ в зональном канале. Значения Ψ увеличиваются через равные интервалы по Ψ при увеличении индекса при Ψ

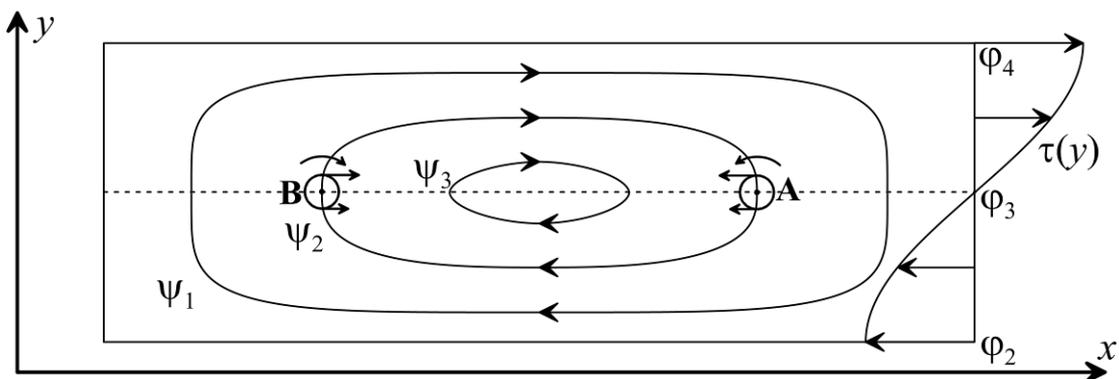


Рис. 3.6. Предполагаемая (неверная) интегральная по глубине циркуляция воды в прямоугольном океане (см. текст). В точках А и В показаны вертикальные столбы воды, векторы силы Кориолиса, действующей на северные и южные края этих столбов, и соответствующие закручивающие эффекты

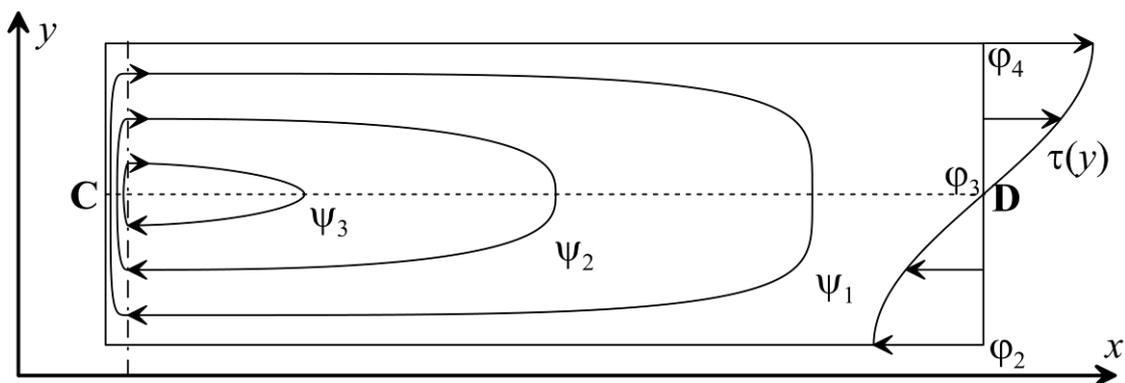


Рис. 3.7. Интегральная циркуляция воды в прямоугольном океане. Меридиональная штрихпунктирная линия – граница между открытым океаном и западным пограничным слоем

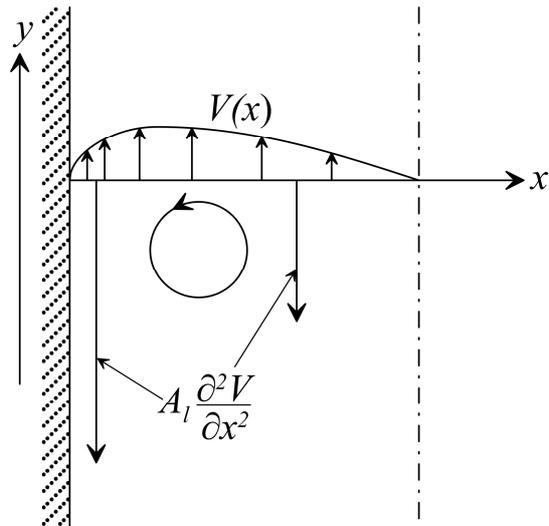


Рис. 3.8. Схема поперечного распределения полного потока течения в западном погранслое

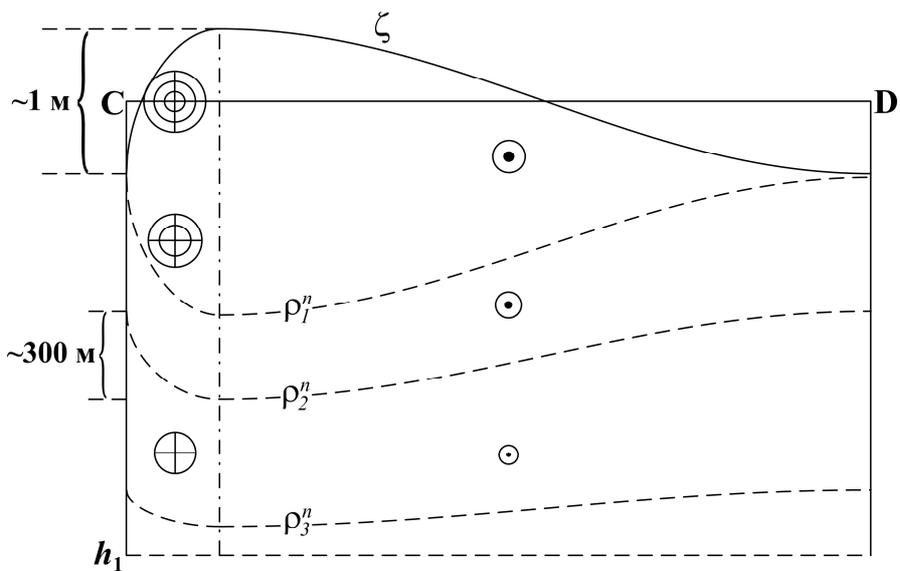


Рис. 3.9. Схема распределения уровня океана, плотности воды и меридиональных геострофических течений на срединном зональном сечении (рис. 3.7) через прямоугольный океан. Отношение зональной протяженности открытого океана к ширине западного погранслоя занижено на рисунке в шесть раз

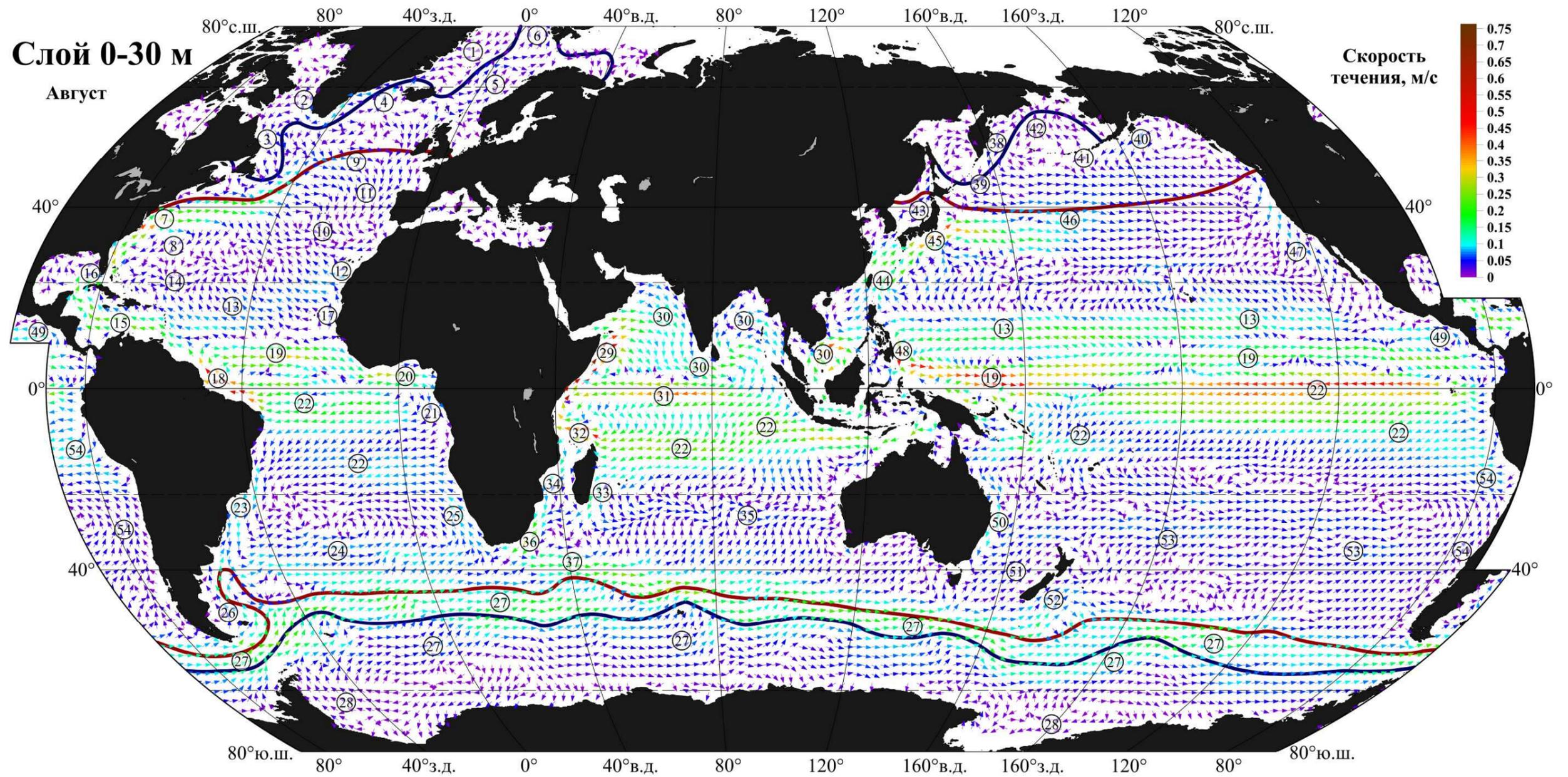


Рис. 3.10. Усредненные по слою 0–30 м векторы течения 15 августа 2005 г. в Мировом океане, данные атласа OCCAM (<http://www.ecco-group.org>). Сплошные кривые показывают (с севера на юг) положения Северного полярного, Субарктического, Субантарктического и Южного полярного фронтов. Течения: 1 – Восточно-Гренландское; 2 – Западно-Гренландское; 3 – Лабрадорское; 4 – Ирмингера; 5 – Норвежское; 6 – Западно-Шпицбергенское; 7 – Гольфстрим; 8 – Рециркуляция Гольфстрима; 9 – Северо-Атлантическое; 10 – Азорское; 11 – Португальское; 12 – Канарское; 13 – Северное пассатное; 14 – Багамское; 15 – Карибское; 16 – Флоридское; 17 – Зеленого мыса; 18 – Гвианское; 19 – Межпассатное противотечение; 20 – Гвинейское; 21 – Ангольское; 22 – Южное пассатное; 23 – Бразильское; 24 – Южно-Атлантическое; 25 – Бенгельское; 26 – Фолклендское; 27 – Антарктическое циркумполярное; 28 – Прибрежное антарктическое; 29 – Сомалийское летнее; 30 – Муссонное летнее; 31 – Экваториальное; 32 – Занзибарское; 33 – Мадагаскарское; 34 – Мозамбикское; 35 – Южно-Индийское; 36 – Агульское; 37 – Агульское противотечение; 38 – Камчатское; 39 – Ойясио; 40 – Аляскинское; 41 – Алеутское; 42 – Беринговоморское склоновое; 43 – Цусимское; 44 – Тайванское; 45 – Куроисио; 46 – Северо-Тихоокеанское; 47 – Калифорнийское; 48 – Минданао; 49 – Коста-Риканское; 50 – Восточно-Австралийское; 51 – Западно-Новозеландское; 52 – Южного берега; 53 – Южно-Тихоокеанское; 54 – Чилийско-Перуанское.

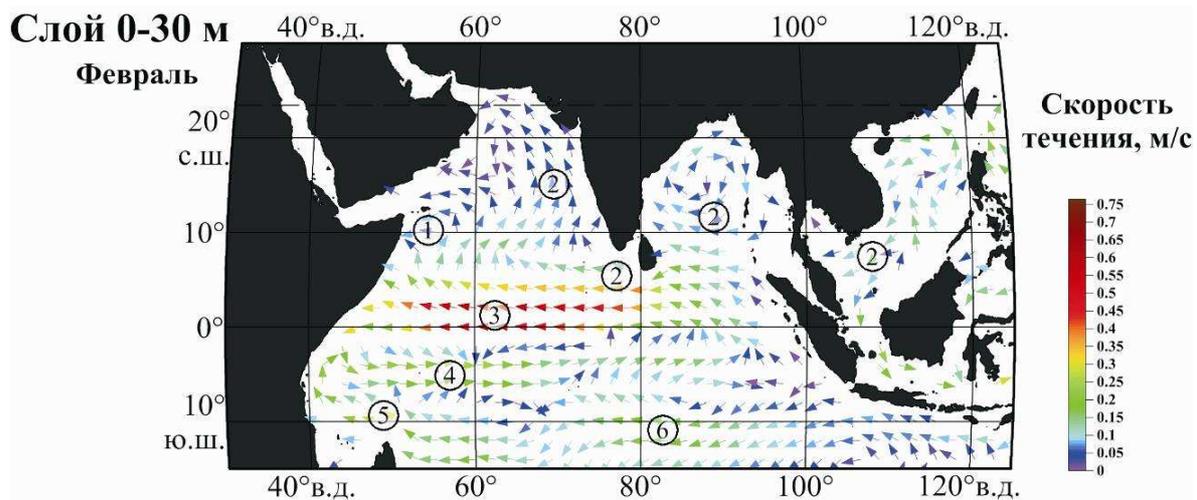


Рис. 3.11. Усредненные по слою 0-30 м векторы скорости течения 15 февраля 2005 г. в северной части Индийского океана, данные атласа OCCAM (<http://www.ecco-group.org>). Течения: 1 – Сомалийское зимнее; 2 – Муссонное зимнее; 3 – Экваториальное; 4 – Экваториальное противотечение; 5 – Занзибарское; 6 – Южное пассатное

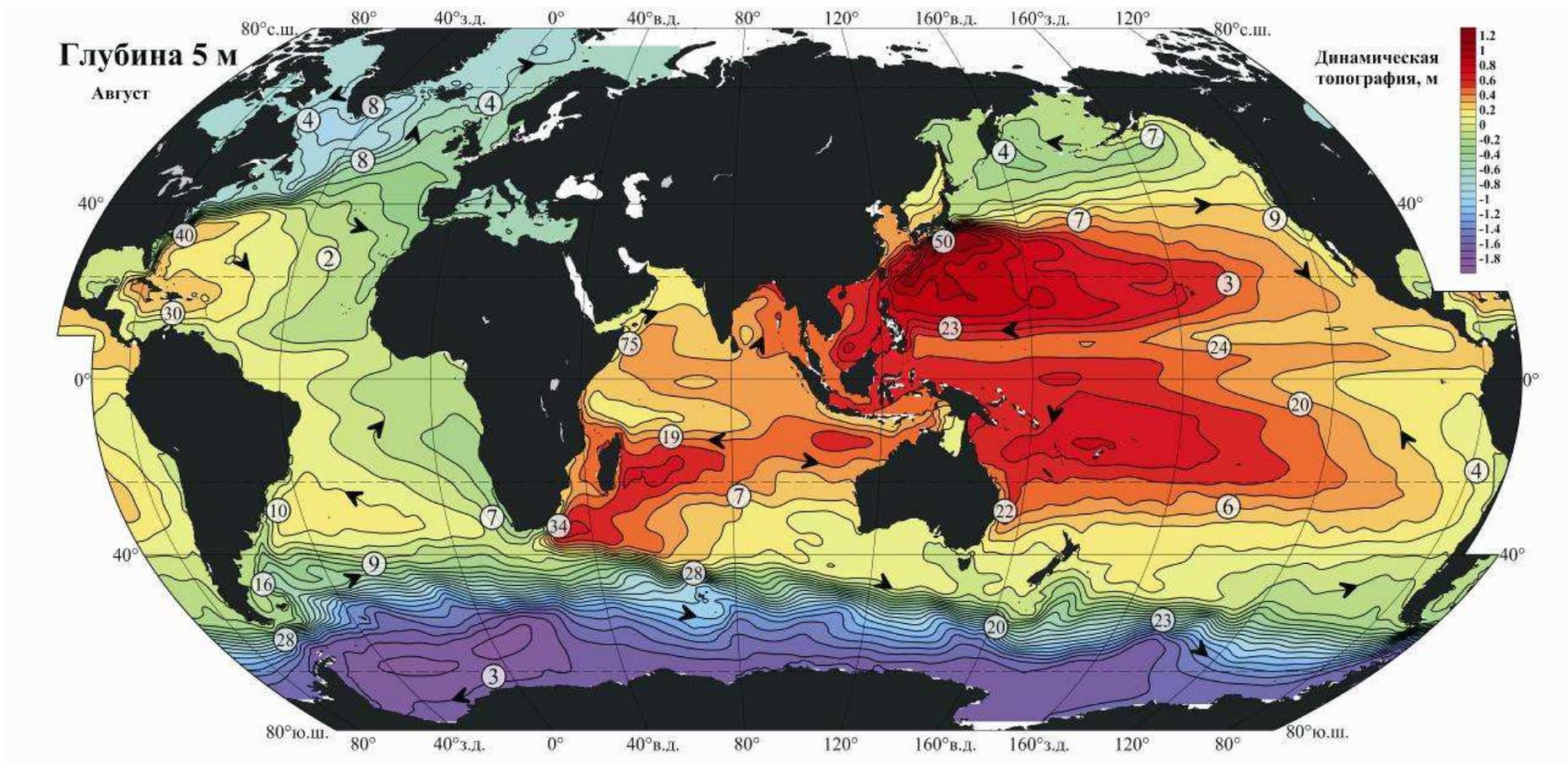


Рис. 3.12. Динамическая топография (в метрах) на горизонте 5 м 15.08.2005. Стрелки показывают направление, а числа в кружках – скорость геострофического течения в см/с. Данные атласа OCCAM <http://www.ecco-group.org>

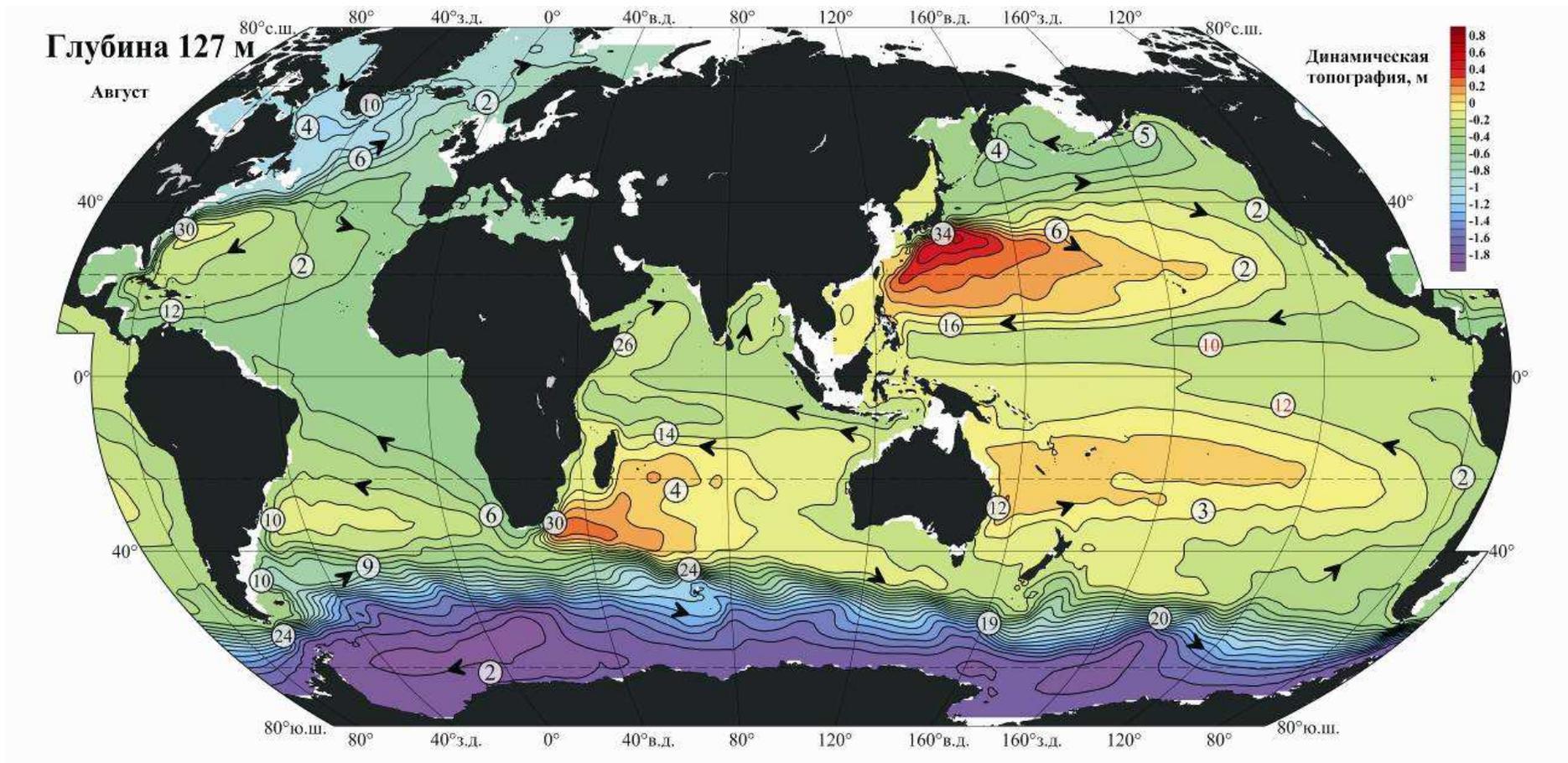


Рис. 3.13. То же, что на рис. 3.12, но для горизонта 127 м

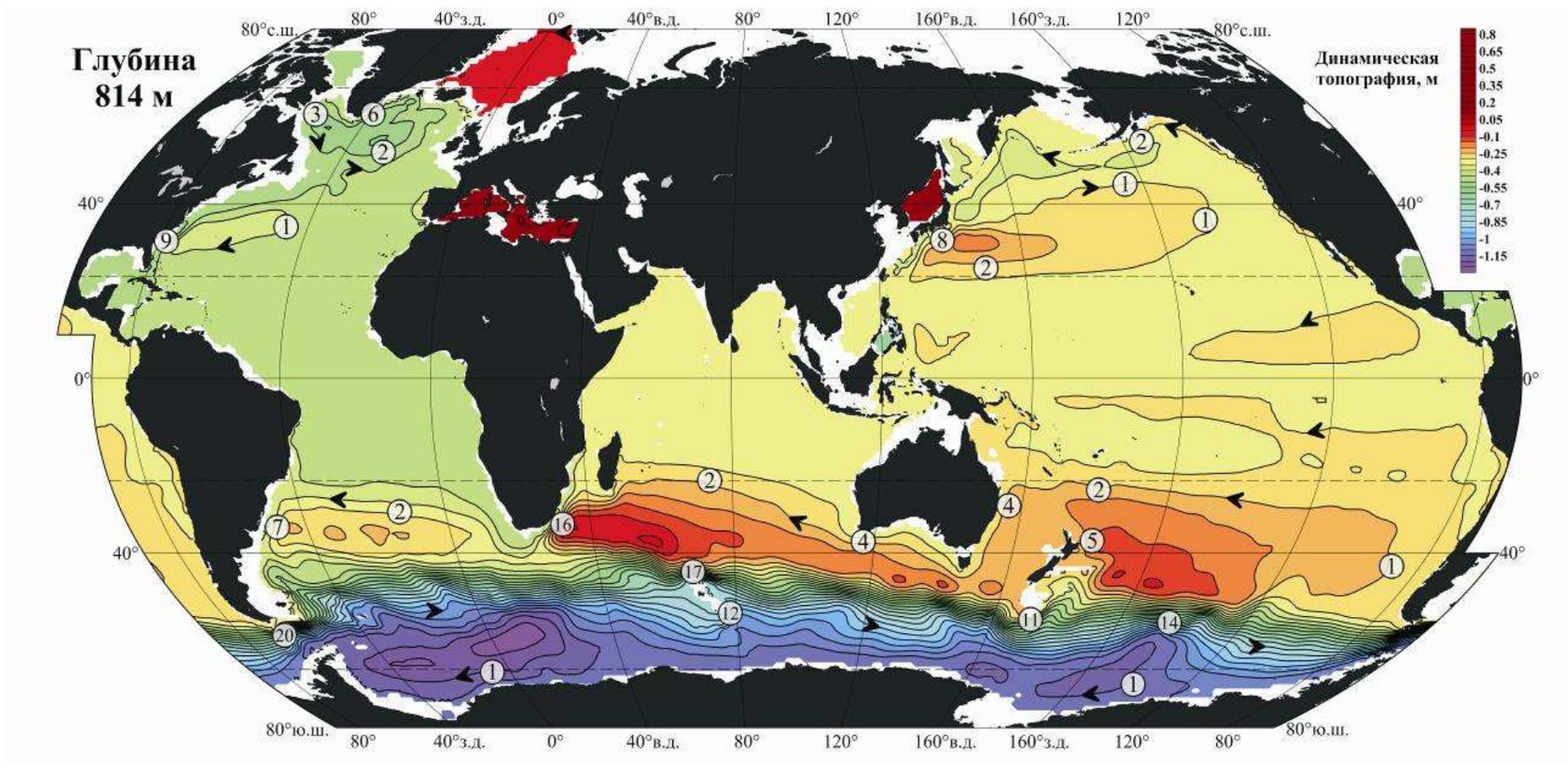


Рис. 3.14. То же, что на рис. 3.12, но для горизонта 814 м и 02.07.2005

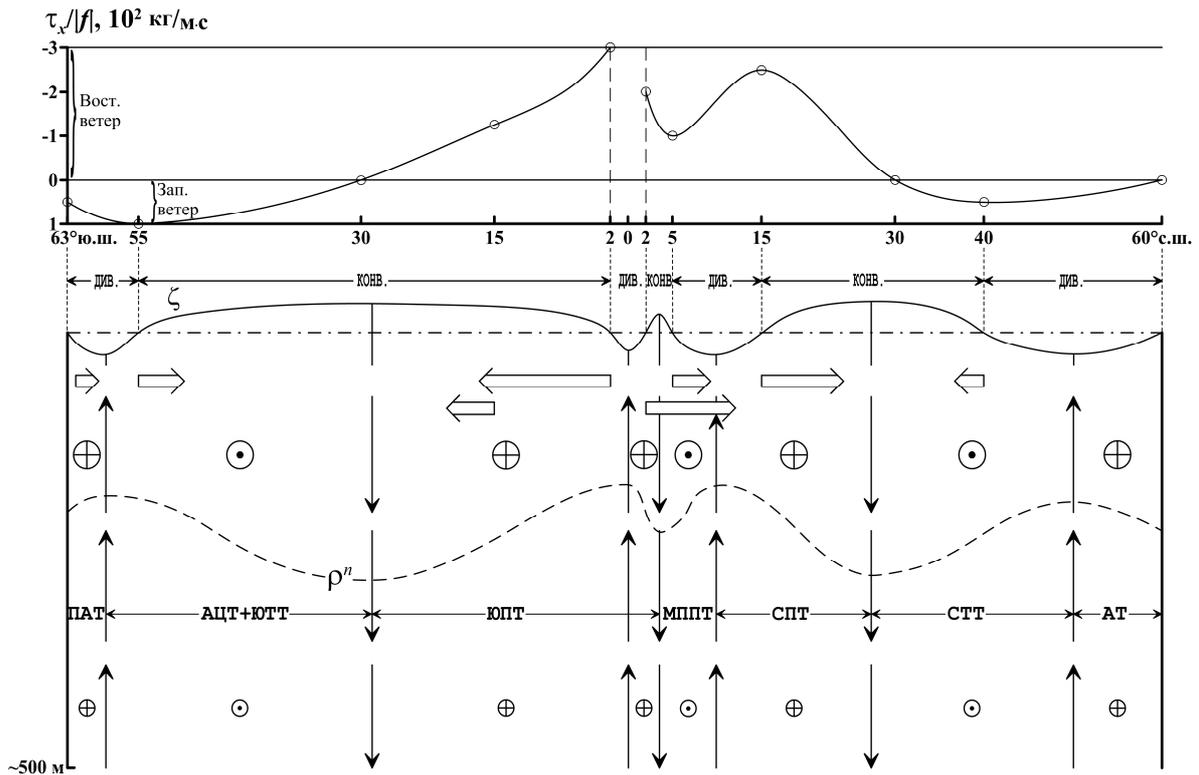


Рис. 3.15. Среднее многолетнее меридиональное распределение величины $\tau_x/|f|$ на 150° з.д. в Тихом океане и соответствующая ему схема циркуляции воды в бароклинном слое океана. Показаны (толстыми стрелками) полные потоки и зоны дивергенции и конвергенции чисто дрейфового течения, возмущения уровня океана и поля плотности воды, направление вертикальных токов, направление и величина скорости зональных геострофических течений: Прибрежного антарктического (ПАТ), Антарктического циркумполярного (АЦТ), Южно-Тихоокеанского (ЮТТ), Южного пассатного (ЮПТ), Межпассатного противотечения (МППТ), Северного пассатного (СПТ), Северо-Тихоокеанского (СТТ) и Аляскинского (АТ) течений

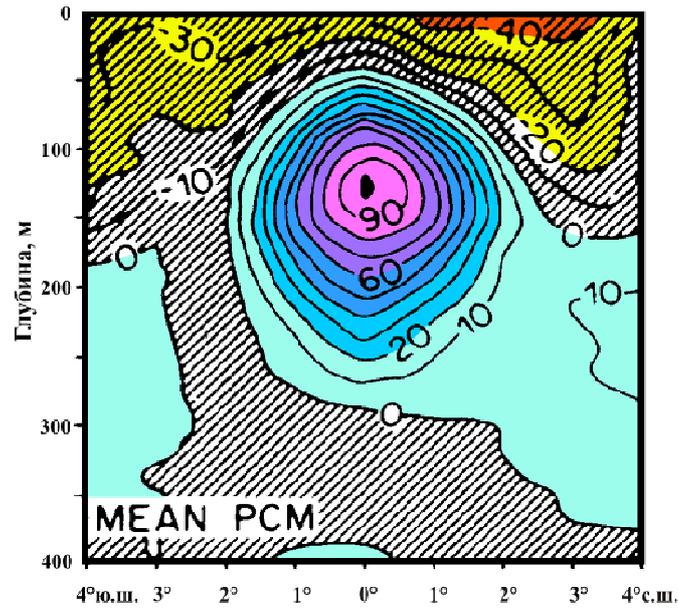


Рис. 3.16. Среднее за февраль 1979 – июнь 1980 г. распределение зональной скорости течения в см/с на 155°з.д. [Lukas, Firing, 1984]. Положительные значения скорости соответствуют течению на восток, отрицательные – на запад

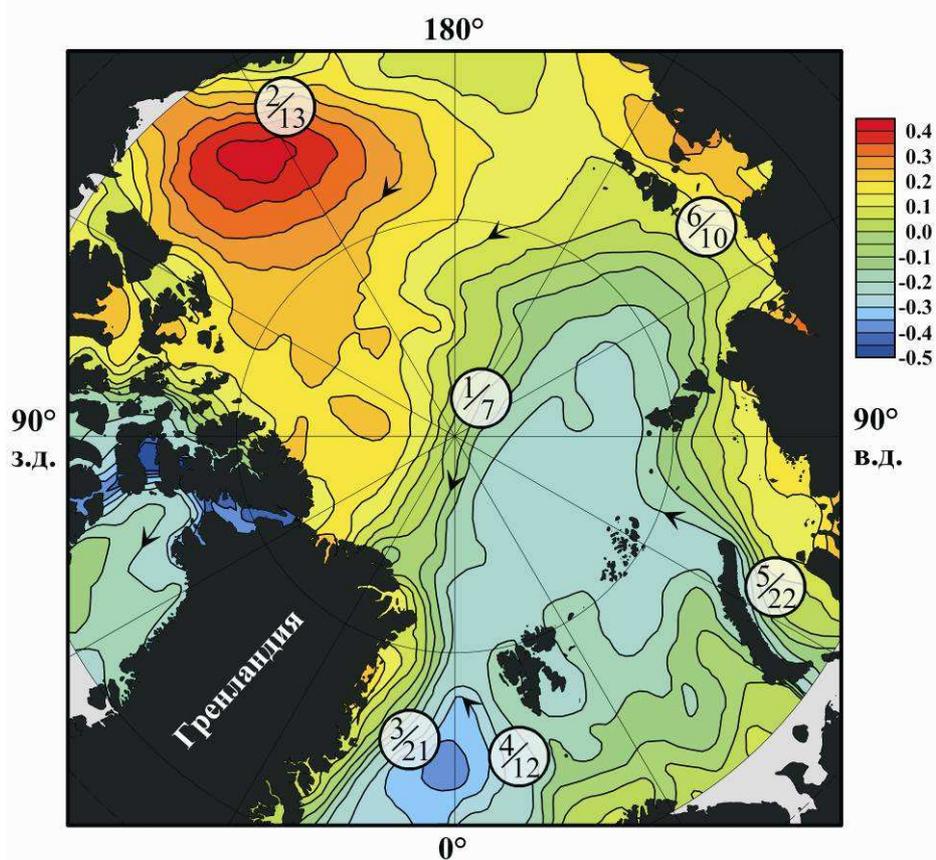


Рис. 3.17. Средняя за 2003–2009 гг. динамическая топография поверхности Северного Ледовитого океана [Farrell et al., 2012]. Изогипсы проведены через 0.05 м. Числа в кружках показывают номер и скорость геострофического течения в см/с. Течения: 1 – Трансарктическое, 2 – Канадский круговорот, 3 – Восточно-Гренландское, 4 – Западно-Шпицбергенское, 5 – Новоземельское, 6 – Прибрежное восточносибирское

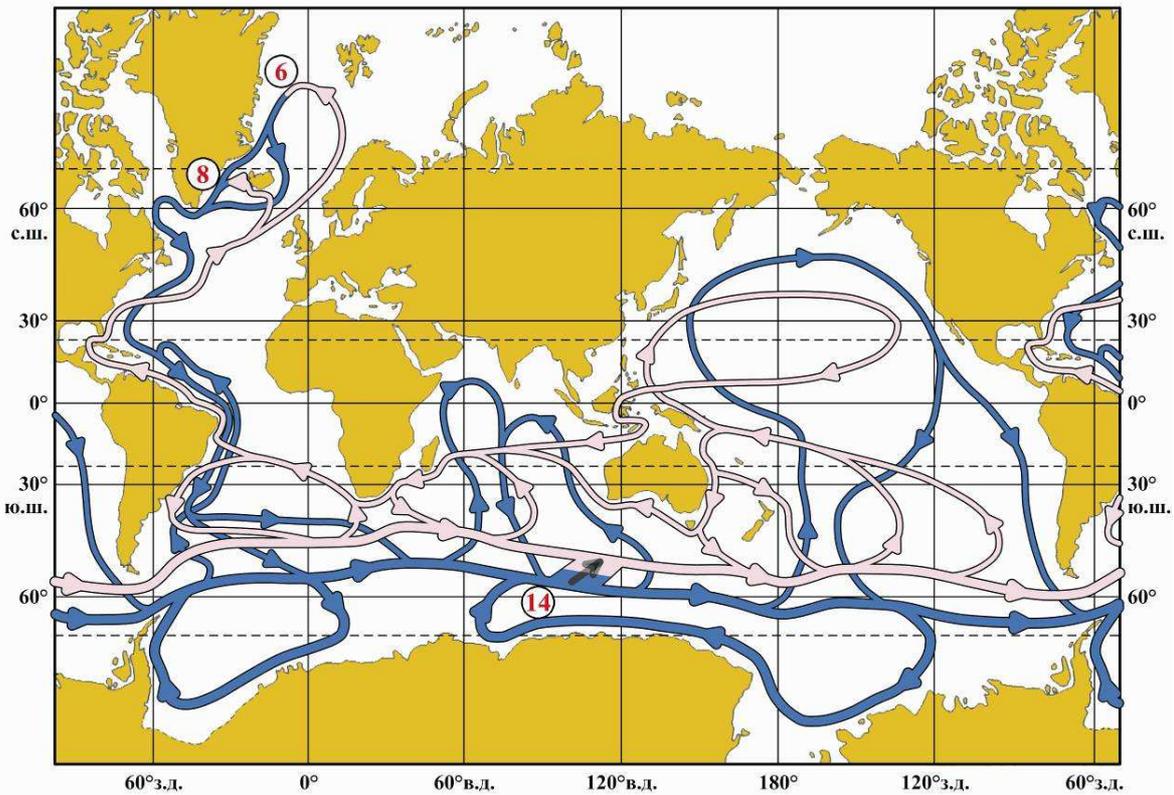


Рис. 3.18. Схема Глобального океанского конвейера [Кошляков, Тараканов, 2011]. Красным цветом показана верхняя ветвь ГОК, синим – нижняя ветвь. Числа в кружках в северной части карты дают скорость (в свердрупах) трансформации воды верхней ветви ГОК в воду нижней ветви, в южной части карты – в обратном направлении. Трансформация глубинной воды в воду верхнего слоя происходит не в одном месте Антарктики, как это условно показано на рисунке, а по всему антарктическому кольцу

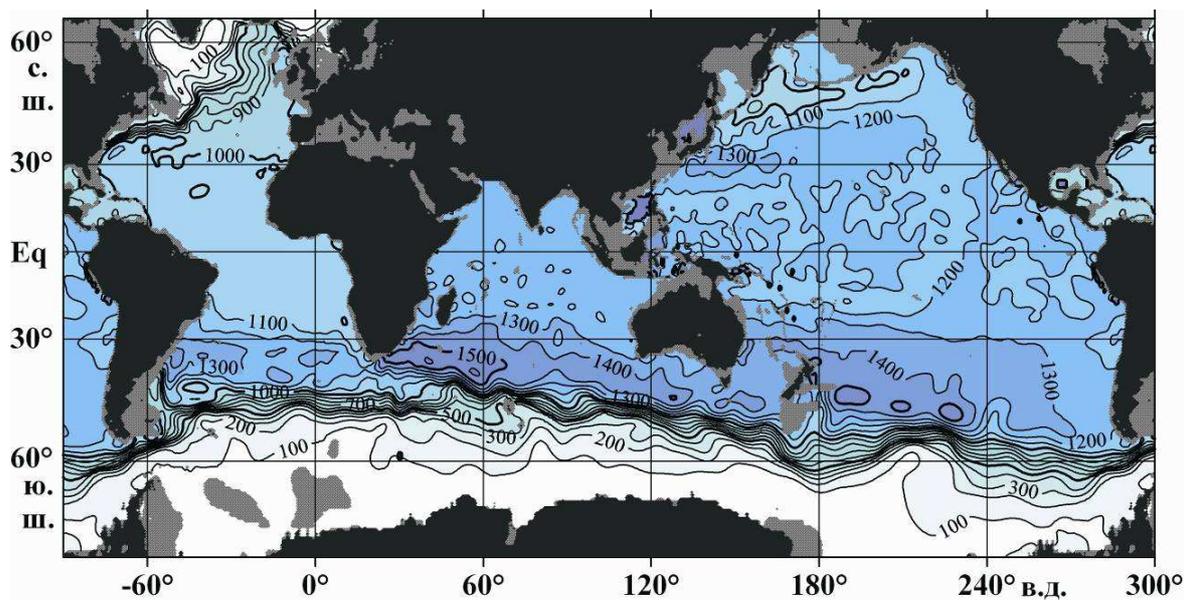


Рис. 3.19. Средняя многолетняя глубина (в м) изопикнической поверхности $\gamma^n = 27.65 \text{ кг/м}^3$, построена по данным из [Gouretski, Koltermann, 2004]

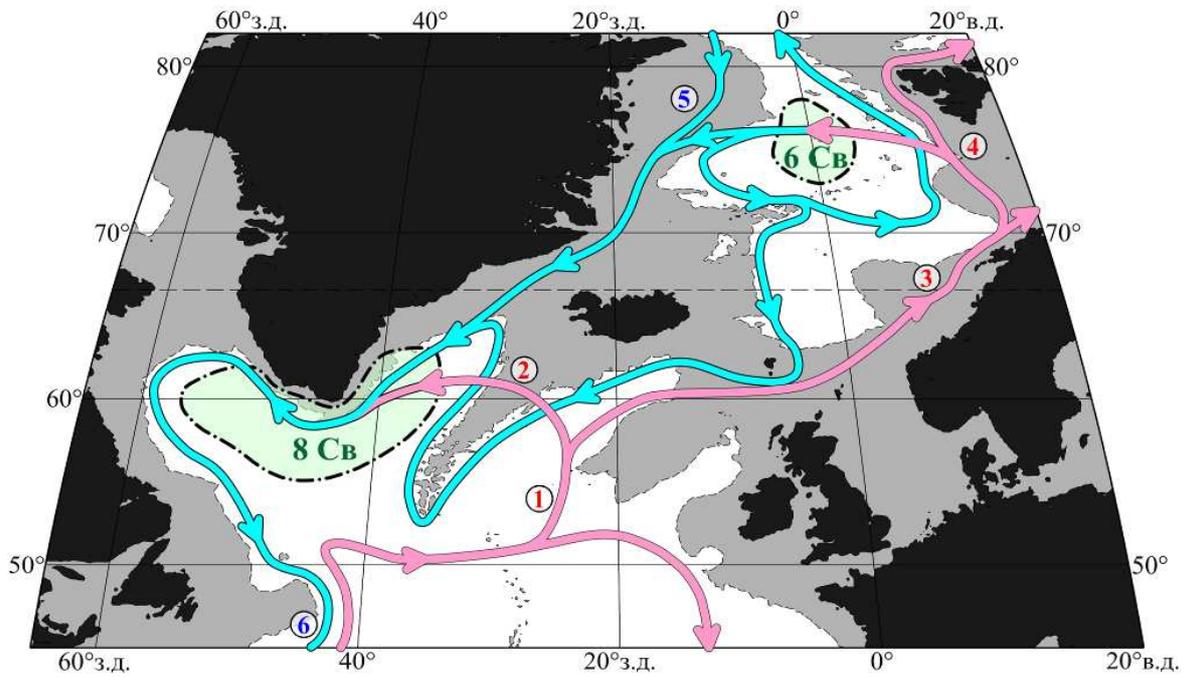


Рис. 3.20. Схема североатлантической ячейки Глобального океанского конвейера. Красным и синим цветами показаны соответственно верхняя и нижняя ветви ГОК. Штриховая линия – изобата 2000 м. Жирные штрихпунктирные линии и соответствующие числа – районы трансформации воды верхней ветви ГОК в воду нижней ветви вследствие зимней конвекции и скорость этой трансформации в свердрупах. Течения: 1 – Северо-Атлантическое, 2 – Ирмингера, 3 – Норвежское, 4 – Западно-Шпицбергенское, 5 – Восточно-Гренландское, 6 – Глубинное западное пограничное

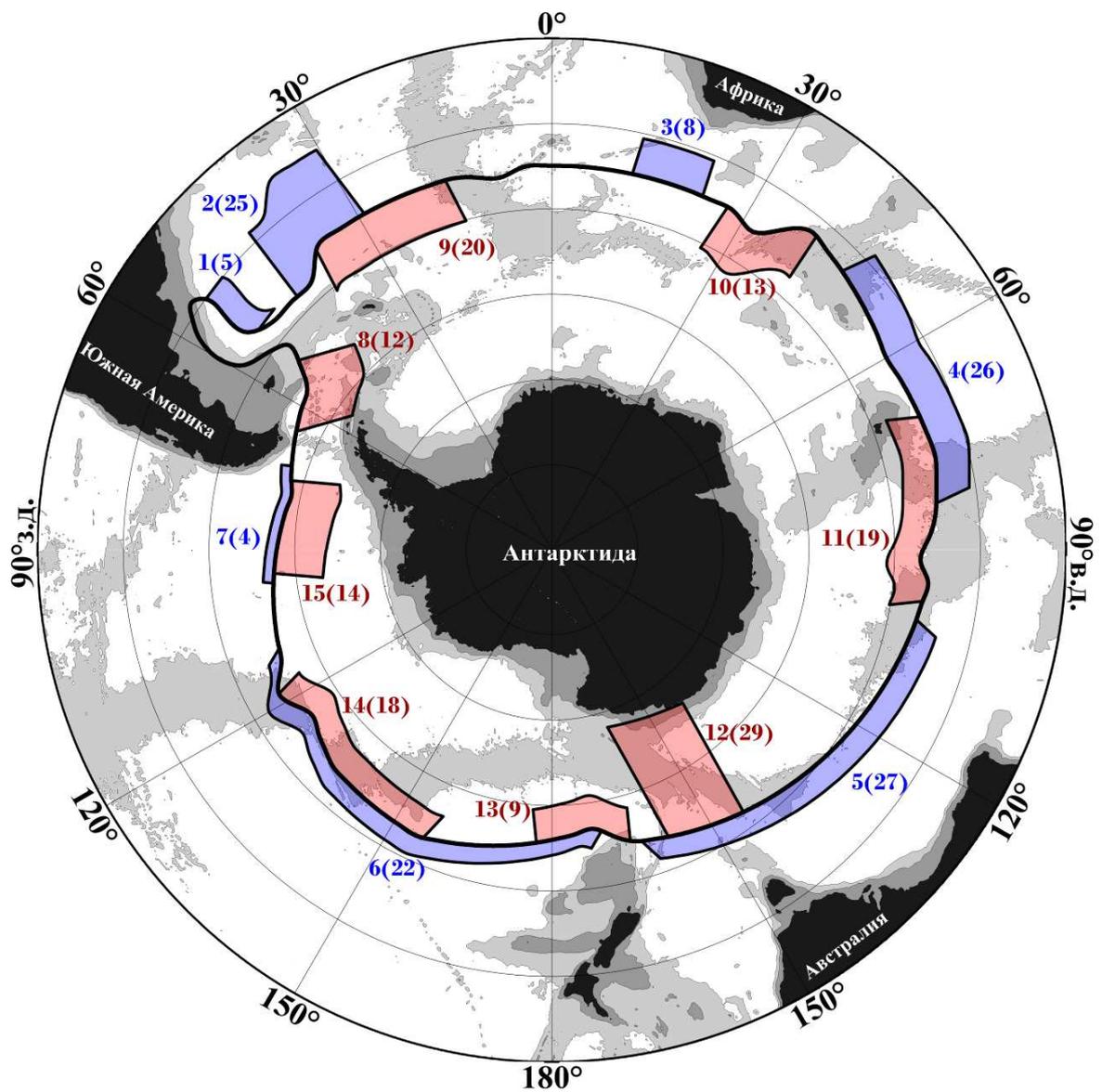


Рис. 3.21. Распределение вдоль СААФ районов образования циклонов и антициклонов СААФ (соответственно показаны к северу и к югу от фронта). [Кошляков, Тараканов, 2011]. Площадь района пропорциональна обусловленному вихрями расходу воды через фронт. Дан номер каждого района и в скобках – абсолютная величина расхода воды в свердрупах. Показаны изобаты 1 и 3.5 км

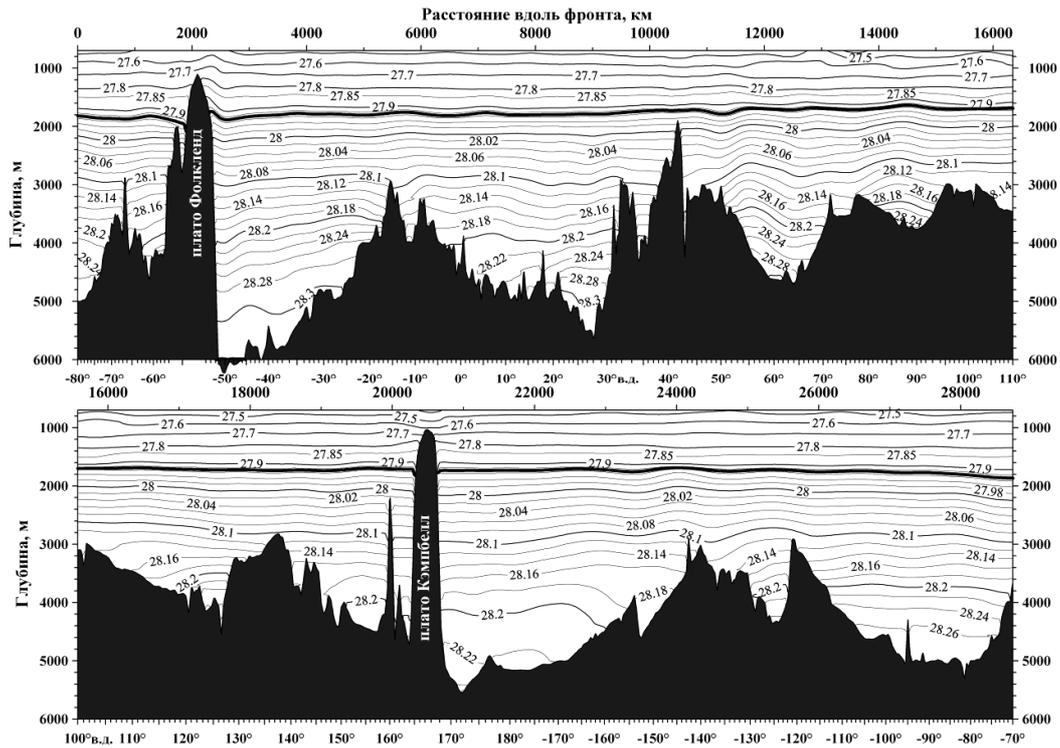


Рис. 3.22. Распределение нейтральной плотности γ^n на вертикальном разрезе вдоль Субантарктического фронта (см. рис. 3.10; «петля» СААФ в районе Фолклендского течения на рис. 3.10 проигнорирована при построении рисунка 3.22). Построено по данным из [Gouretski, Koltermann, 2004]. Положительные значения долготы соответствуют восточной долготе, отрицательные – западной. Жирной линией выделена изопикна 27.93 kg/m^3 , служащая нулевой поверхностью при расчете геострофических течений (рис. 3.23)

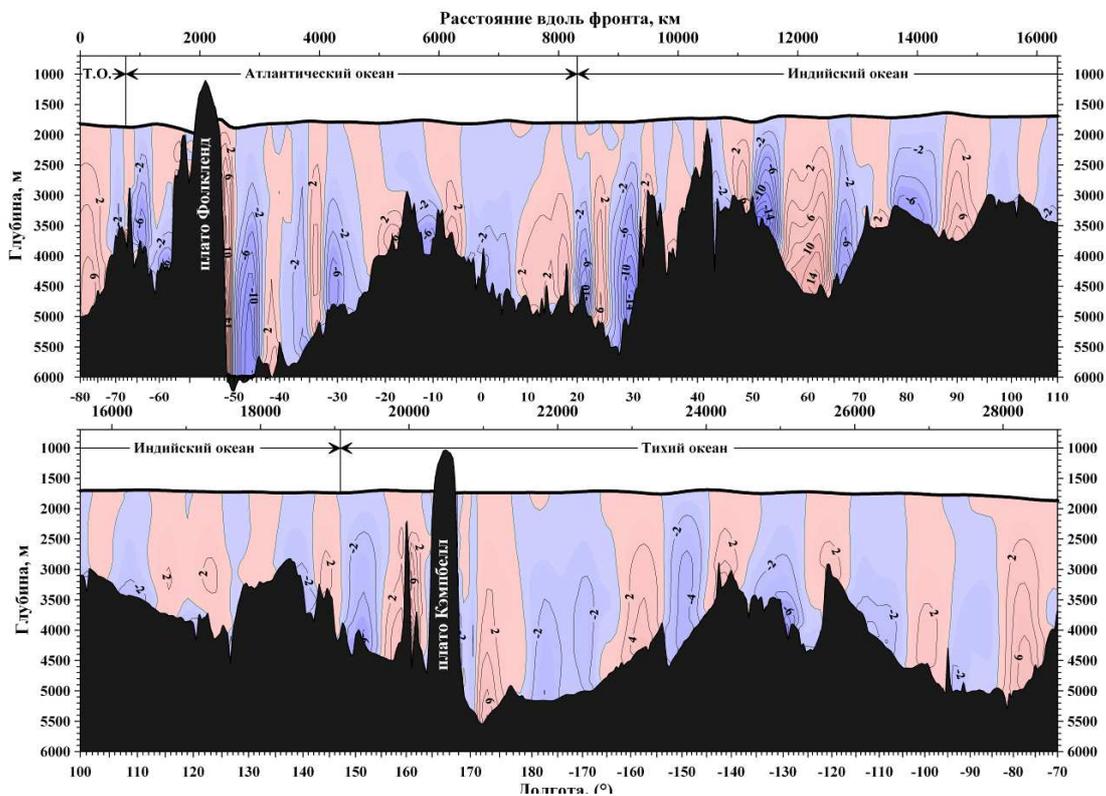


Рис. 3.23. Нормальная к Субантарктическому фронту компонента скорости геострофического течения (в мм/с) на разрезе вдоль линии СААФ [Кошляков, Тараканов, 2011]. Красным цветом показаны участки разреза с течениями на север, синим – на юг. Остальное как на рис. 3.22

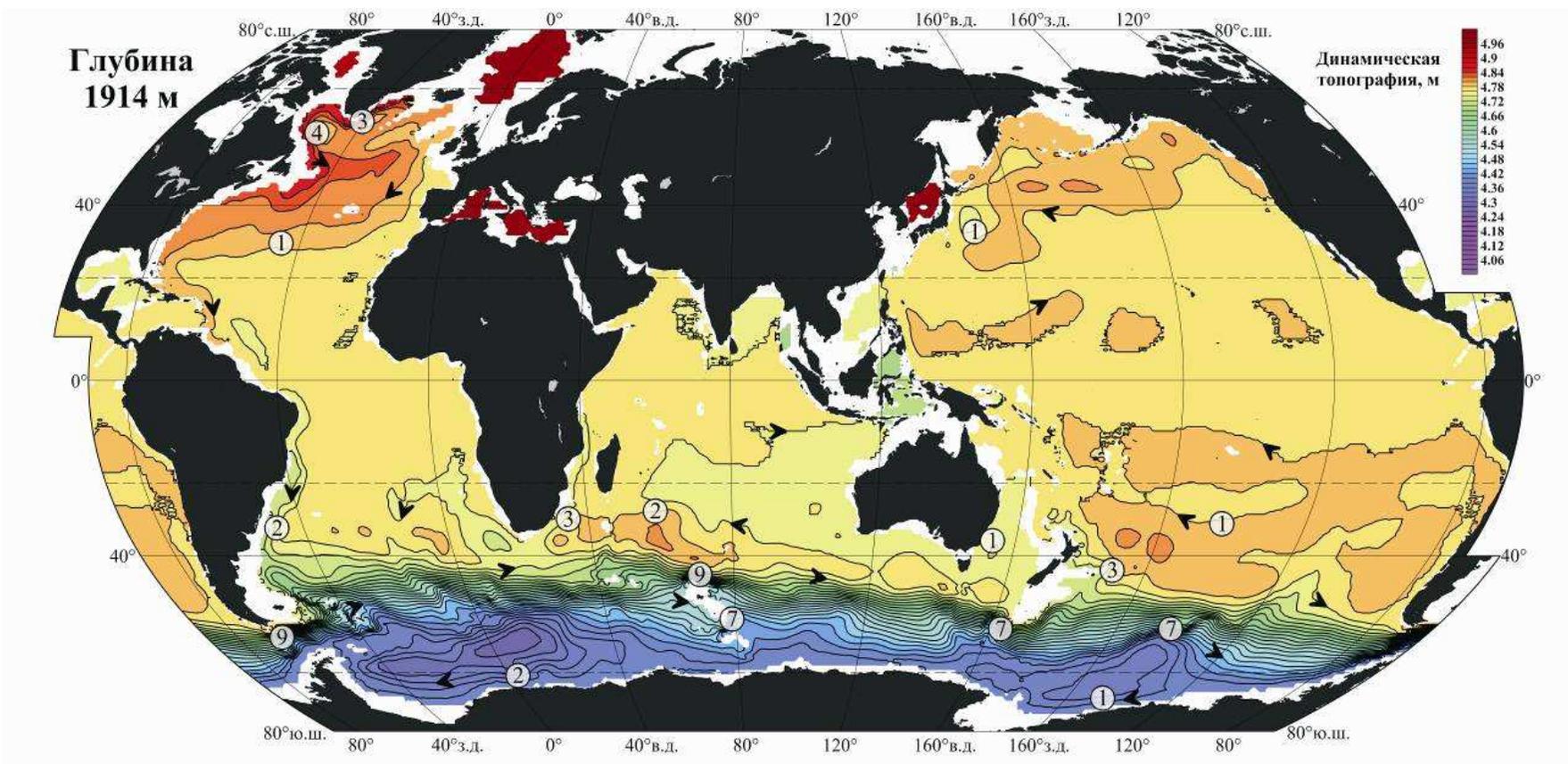


Рис. 3.24. Динамическая топография (в м) на горизонте 1914 м на дату 02.07.2005. Стрелки показывают направление, а числа в кружках – скорость геострофического течения в см/с. Данные атласа OCCAM <http://www.ecco-group.org>.

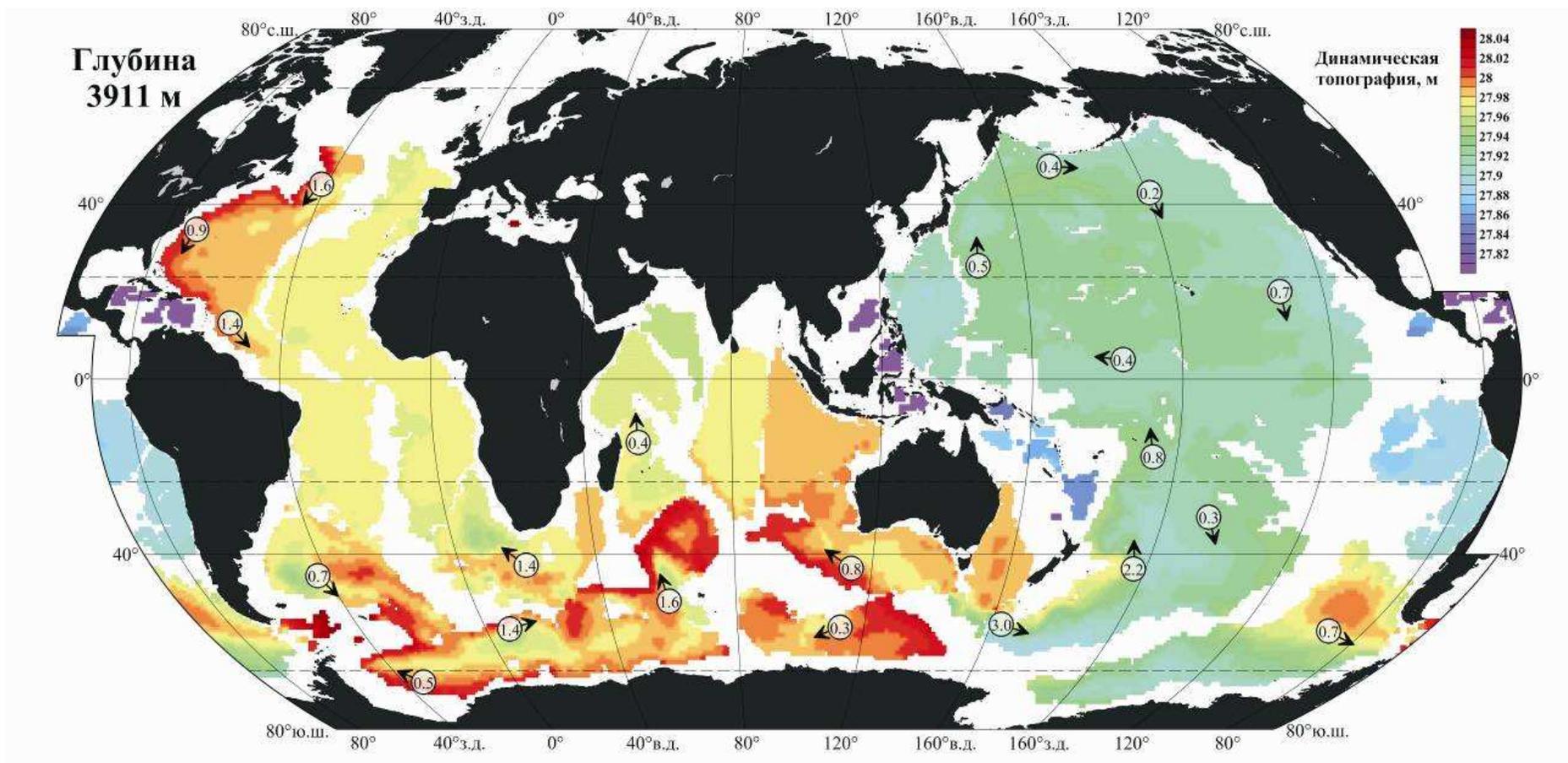


Рис. 3.25. То же, что на рис. 3.24, но для горизонта 3911 м.

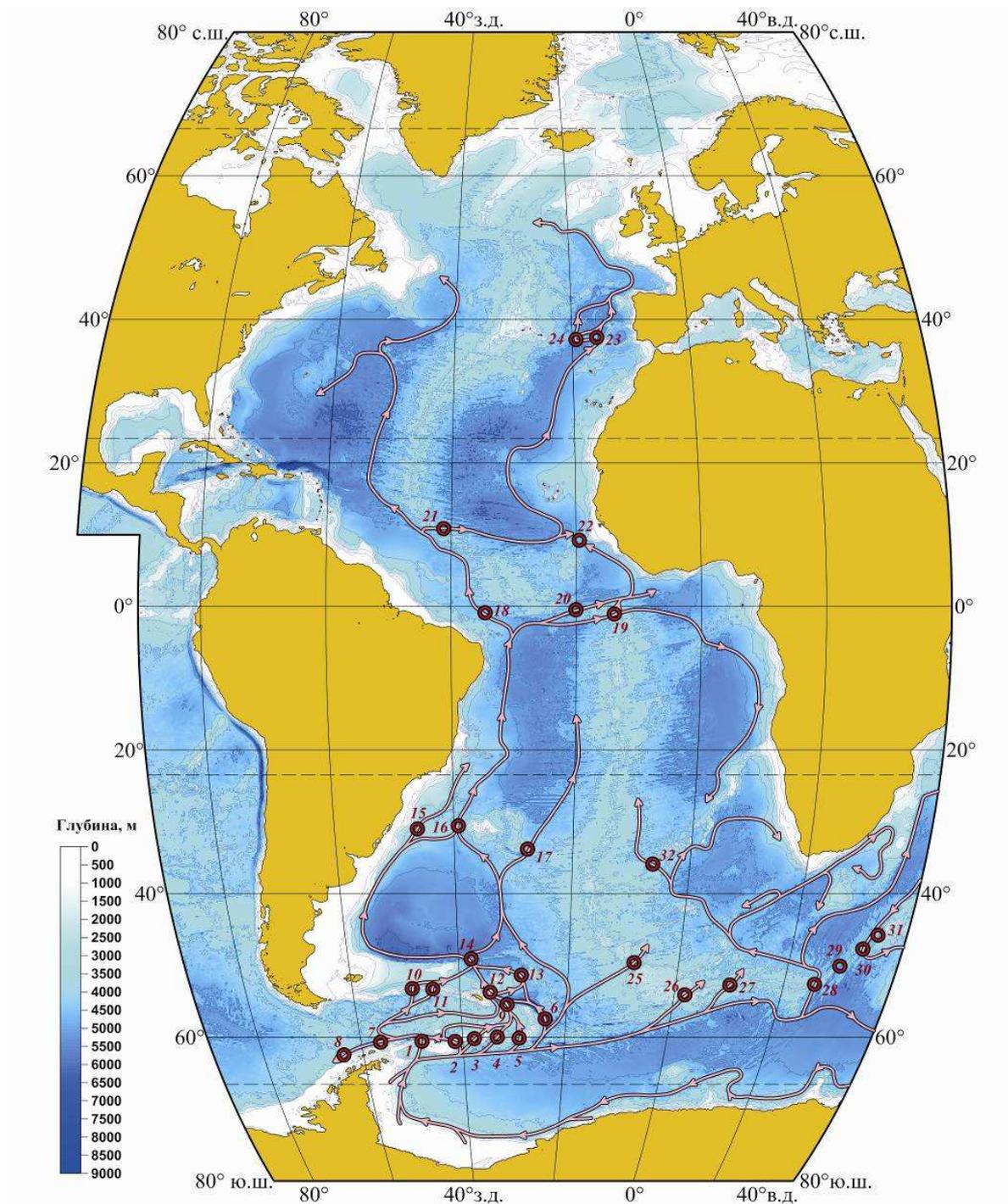


Рис. 3.26. Схема распространения антарктических вод в придонном слое Атлантики. Кружками с номерами отмечены проходы, разломы и каналы на пути этих вод (табл. 3.2).

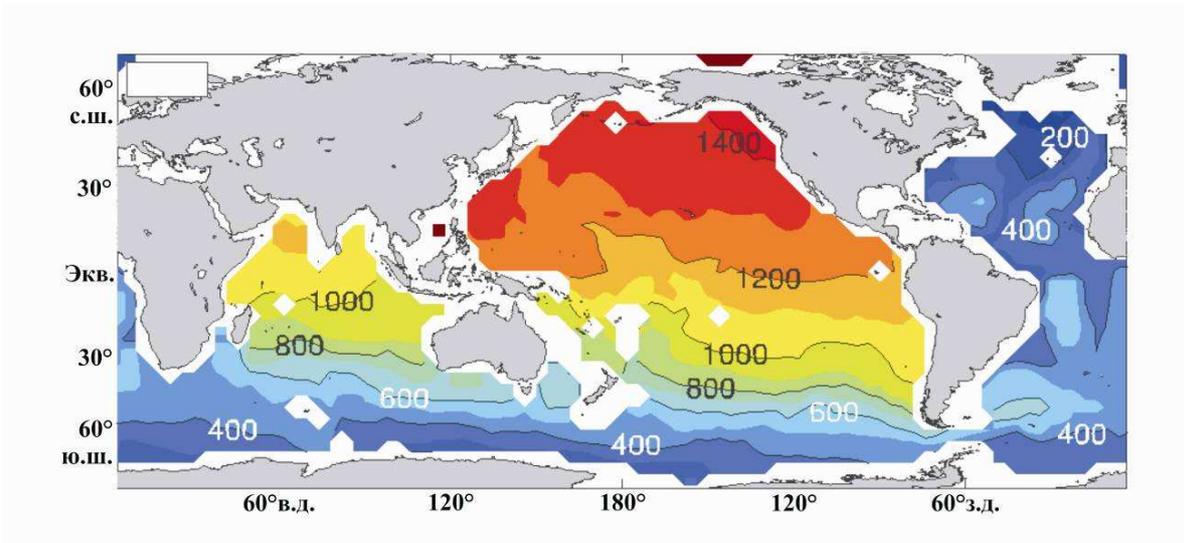


Рис. 3.27. Возраст (в годах) абиссальных вод Мирового океана [deVries, Primeau, 2011].

ГЛАВА 4. СИНОПТИЧЕСКИЕ ОКЕАНСКИЕ ВИХРИ

4.1. ВИХРИ ЗАПАДНЫХ ПОГРАНИЧНЫХ ТЕЧЕНИЙ И АНТАРКТИЧЕСКОГО ЦИРКУМПОЛЯРНОГО ТЕЧЕНИЯ

В нескольких предыдущих разделах книги уже упоминались *синоптические океанские вихри*. Их более подробное описание начнем с вихрей Гольфстрима, которые, наряду с вихрями Куро-сио, были первыми, подвергнутыми экспериментальным исследованиям [Iselin, Fuglister, 1948]. Как уже упоминалось выше, Гольфстрим представляет собой сильное струйное квазигеострофическое течение, несущее свои воды на север, северо-восток и восток в западной части субтропической зоны Северной Атлантики (рис. 4.1). В районе мыса Гаттерас на 35° с.ш. Гольфстрим отходит от материкового склона Северной Америки и устремляется в открытый океан, сохраняя струйный характер. Наблюдения показывают, что средняя ширина струи синоптического («мгновенного») Гольфстрима составляет около 60 км, а максимальная скорость течения у поверхности океана в отдельных местах и отдельные моменты времени может достигать очень больших величин порядка 3 м/с, понижаясь в среднем до величины около 10 см/с на глубине порядка 1000 м [Stommel, 1960]. Гольфстрим является фронтальным течением, разделяющим теплые субтропические воды на юго-востоке и юге и более холодные субарктические воды на северо-западе и севере. На рис. 4.2 хорошо виден соответствующий перепад температуры воды поперек Гольфстрима, достигающий на глубине около 500 м величины 10 °С и даже более.

Как показывают наблюдения, Гольфстрим после прохождения мыса Гаттерас приобретает неустойчивый характер и порождает крутые меандры, в отдельных случаях отрывающиеся от основной струи течения и превращающиеся, таким образом, в холодные циклонические и теплые антициклонические вихри соответственно в районах к югу и северу от течения. Уникальный по своей выразительности пример отрыва циклонического меандра Гольфстрима и трансформации его в крупный циклонический вихрь представлен на рис. 4.4. Картины геострофических течений на этом рисунке рассчитаны в условном предположении об отсутствии течения на глубине 2000 м. При этом условии максимальная скорость Гольфстрима на поверхности океана и его расход на 49°30' з.д. составили 110 см/с и 69 Св по данным первой съемки и 105 см/с и 56 Св по данным второй съемки (рис. 4.4). Аналогичные параметры для вновь образовавшегося циклона Гольфстрима были 105 см/с и 46 Св. Приведенные величины следует считать несколько заниженными вследствие реального распространения Гольфстрима, хотя и в значительно ослабленном виде, ниже горизонта 2000 м (см. рис. 4.2). Перепад высот изотермических поверхностей в нижней части главного термоклина в новом циклоне Гольфстрима достигал рекордной для океанографических наблюдений величины 800 м. Падение расхода Гольфстрима на 13 Св от первой ко второй съемке, без сомнения, было обусловлено отрывом циклонического вихря.

Основной причиной возникновения синоптических вихрей Гольфстрима, как и вихрей других струйных течений океана, является *бароклинная неустойчивость* течения, связанная с наличием *доступной потенциальной энергии* течения – избытком его потенциальной энергии по сравнению с ситуацией, когда изопикнические поверхности в районе течения не наклонены поперек течения, а горизонтальны. Описанный выше и, в частности, иллюстрируемый рисунком 4.4 процесс образования циклона Гольфстрима означает переброс определенного количества относительно холодной (тяжелой) воды из холодной в теплую зону океана, а процесс образования антициклона – переброс теплой воды в холодную зону. Очевидно, что результатом этого процесса является уменьшение доступной потенциальной энергии струйного течения, переходящей таким образом в доступную потенциальную и кинетическую энергии синоптических вихрей. Теория [Каменко-

вич, 1987] показывает, что максимальная неустойчивость струйного течения возникает на масштабе Россби:

$$L_R = h_p \bar{N} f^{-1}, \quad (19)$$

где h_p – глубина середины главного термоклина, f – параметр Кориолиса и \bar{N} – характерное для главного термоклина значение частоты Вайсяля N (см. конец раздела 2.3). В районе Гольфстрима $L_R \approx 34$ км. Полагая $L_e = 2\pi L_R$, где L_e – полный горизонтальный размер («диаметр») молодого вихря Гольфстрима, получаем удовлетворительное согласие теории и экспериментальных данных, показывающих, что характерный диаметр молодого вихря Гольфстрима действительно варьирует в пределах 150–250 км.

Согласно современным данным, на протяжении Гольфстрима от мыса Гаттерас до разветвления Гольфстрима на Северо-Атлантическое и Азорское течения в районе 39° с.ш., 46° з.д. (рис. 4.1, 4.4) ежегодно возникает порядка десяти пар отделившихся от течения циклонических и антициклонических вихрей. Несколько очень хорошо выраженных меандров Гольфстрима и отделившихся вихрей обоих знаков в указанной выше части океана видны на рис. 4.1, представляющем достаточно типичную вихревую ситуацию. Рисунок демонстрирует также интенсивное вихреобразование в районе Северо-Атлантического течения и более слабое, хотя и вполне заметное, – вдоль струи Азорского течения.

После отрыва от основного течения и циклоны, и антициклоны Гольфстрима перемещаются, как правило, в направлении, приблизительно обратном направлению Гольфстрима, со средней скоростью 3–4 км/сутки, что, по-видимому, объясняется как существованием слабых противотечений с обеих сторон от Гольфстрима, так и западным движением вихрей относительно окружающей их воды вследствие эффекта широтного изменения параметра Кориолиса [Warren, 1967; Коротаев и др., 1980; Tomczak, Godfrey, 2002]. Чтобы понять физическую природу этого эффекта, рассмотрим модель океана, состоящего из двух слоев постоянной нейтральной плотности, разделенных поверхностью скачка плотности, и поместим в такой океан циклонический (вращение воды против часовой стрелки в Северном полушарии) геострофический вихрь круговой цилиндрической формы с осесимметричными возмущениями высот поверхности океана и раздела плотности. Кроме того, предположим, что вихрь полностью сосредоточен в верхнем слое; последнее означает, что в области вихря поверхность скачка плотности поднята вверх (ср. с рис. 4.2), что компенсирует горизонтальный градиент давления, связанный с понижением поверхности океана в центре вихря. Так как параметр Кориолиса f увеличивается с возрастанием широты, скорость орбитального движения воды в северной половине такого вихря будет ниже, чем в южной (см. формулу (15)), что приведет к дивергенции (конвергенции) течения и повышению (понижению) поверхности раздела в западной (восточной) части вихря. Очевидно, что это означает движение вихря в западном направлении. Последний вывод сохраняется для антициклонических вихрей в Северном полушарии и для вихрей обоих знаков в Южном полушарии.

Как для циклонов, так и для антициклонов Гольфстрима характерен процесс повторных их контактов с породившим их течением, сопровождающихся обменом массой, импульсом и энергией между вихрем и основной струей течения. В отдельных случаях, особенно характерных для антициклонов, этот контакт заканчивается обратным превращением вихря в меандр с дальнейшим его выпрямлением, что означает возвращение определенных количеств импульса и энергии от вихря к струе течения (своеобразный вариант так называемого эффекта *отрицательной вязкости*). В результате характерная продолжительность существования конкретного циклона Гольфстрима оценивается в 6–12 месяцев, а антициклона – в 4 месяца. В отличие от антициклонов, не-

которая часть циклонов Гольфстрима, не вступая в повторный контакт с Гольфстримом, дрейфует в открытом океане вплоть до полного перемешивания с окружающей водой.

Так как вихри Гольфстрима образуются в результате отрыва его меандров, характерная величина скорости орбитального движения воды на данной глубине в вихрях имеет тот же порядок, что и скорость самого Гольфстрима, значительно превышая тем самым упомянутую выше скорость поступательного перемещения вихрей, по крайней мере, в слое океана выше глубин 1000–1200 м. Это указывает на адвективный (в противоположность волновому) характер перемещения вихрей, при котором вихрь сохраняет внутри себя одну и ту же водную массу. Справедливость этого заключения подтверждается рисунком 4.5, построенным по данным спутниковых измерений движения поверхностного дрейфера. Весь период наблюдений, результаты которых показаны на рис. 4.5, составлял 195 суток, из них – 131 сутки кругового движения буя в поле вихря. Диаметр круга вращения был равен 80 км, скорость же вращения менялась от 150 см/с в начале мая до 100 см/с в начале сентября 1977 г. Вихрь перемещался на юго-запад и запад со средней скоростью 4.8 км/сутки. Начальный участок траектории буя на рис. 4.5 соответствовал периоду образования вихря из меандра Гольфстрима, а конечный – обратного захвата вихря Гольфстримом.

Синоптические океанские вихри в области к востоку от Японии начали изучаться японскими океанологами еще в 30-х годах двадцатого столетия [Suda, 1936]. Своеобразная структура поля вихрей в этой части океана определяется наличием двух порождающих вихри струйных восточных течений – Куроисио и Ойяисио, разделяющихся сравнительно малым (400–500 км) расстоянием по меридиану (рис. 4.6). Скорость Куроисио может достигать 2 м/с у поверхности океана и уменьшается до 10–15 см/с на глубине 1000 м; соответствующие параметры для Ойяисио составляют около 70–80 см/с и порядка 1 см/с. Оба течения являются фронтальными; так, на глубине 300 м в районе непосредственно к востоку от Японии средняя температура воды в зоне к югу от Куроисио составляет 16 °С, в зоне между Куроисио и Ойяисио – 7 °С и к северу от Ойяисио – 2 °С [Cheney, 1977].

Процесс образования вихрей Куроисио и Ойяисио происходит аналогично процессу образования вихрей Гольфстрима. В результате в области к югу от Куроисио формируются холодные циклоны Куроисио, в зоне между Куроисио и Ойяисио – теплые антициклоны Куроисио и холодные циклоны Ойяисио и в области к северу от Ойяисио – теплые антициклоны Ойяисио. Термины «теплый» и «холодный» в данном случае указывают лишь на температурный контраст между вихрем и окружающей водой; на самом деле, в силу их происхождения, температура «холодных» циклонов Куроисио выше, чем «теплых» антициклонов Ойяисио. Сравнительная узость межфронтальной зоны Куроисио–Ойяисио обеспечивает «плотную упаковку» антициклонов Куроисио и циклонов Ойяисио в этой зоне и, таким образом, придает совокупности вихрей в этой части океана характер крупномасштабной турбулентности с интенсивным обменом массой, солью, теплом и энергией между вихрями, что в конечном итоге и определяет физико-химические характеристики вод межфронтальной зоны.

На рис. 4.6 основная струя Куроисио и его продолжения, – Северо-Тихоокеанского течения, хорошо просматривается в зоне 33–37° с.ш., а основная струя Ойяисио – вдоль 40° с.ш. в районе непосредственно к востоку от Японии с дальнейшим смещением на 41–42° с.ш. Вихри всех упоминавшихся выше четырех типов хорошо видны на рис. 4.6. Обращают на себя внимание многочисленная группа циклонов Куроисио разного возраста в районе от 140 до 163° в.д., очень сильный и концентрированный антициклон Куроисио непосредственно к востоку от Хонсю на 38.5° с.ш. и многочисленная группа крупных антициклонических вихрей–меандров и вихрей Куроисио к востоку от 157° в.д., огромный циклон Ойяисио, прижатый с севера к главной струе Куро-

сио на 147° в.д., и весьма впечатляющая цепочка антициклонов Ойясио, вытянутая с океанской стороны вдоль Курильских островов, из которых, по крайней мере, два северных антициклона могут быть продуктами отрыва антициклонических меандров верхней части Ойясио (Курильского течения), следующего с северо-востока на юго-запад вдоль Курил.

Агульясское течение (АТ), следующее на юго-запад вдоль юго-восточного побережья Африки (рис. 3.10, 3.12–3.14), входит, наряду с Гольфстримом и Куроисио, в тройку наиболее сильных западных пограничных течений Мирового океана. Приблизительно на меридиане южной оконечности Африки АТ круто разворачивается на восток, переходя в Агульясское противотечение (АПТ) (рис. 3.10, 4.7). Вследствие неустойчивости системы АТ/АПТ конечный участок образующегося таким образом крупномасштабного антициклонического *Агульясского меандра* квазипериодически отрывается, формируя последовательный ряд крупных антициклонических (вращение воды против часовой стрелки в Южном полушарии) вихрей с типичным диаметром 200–250 км (рис. 4.7), скоростью орбитального движения, достигающей 1–1.5 м/с в верхнем слое океана, и глубиной распространения по крайней мере до 2000 м [McDonagh et al., 1999]. Спутниковые альтиметрические наблюдения позволяют прийти к выводу, что ежегодно 6–7 таких вихрей после своего образования дрейфуют в генеральном направлении на запад в полосе $30\text{--}35^\circ$ ю.ш. (рис. 4.7), постепенно смешиваясь с окружающей водой. Средняя скорость дрейфа составляет 5 см/с [McDonagh et al., 1999], из которых около 3–4 см/с обусловлены увлекающим действием среднего западного течения в бароклинном слое этой части океана (рис. 3.12, 3.13), а 1–2 см/с – движением вихрей на запад относительно окружающей воды вследствие эффекта широтного изменения параметра Кориолиса. Средний расход воды, связанный с указанным западным дрейфом агульясских вихрей, равен приблизительно 9 Св, что составляет около двух третей расхода Глобального океанского конвейера (ГОК, см. соответствующий раздел книги и рис. 3.18) – обстоятельство, показывающее, что движение агульясских антициклонов является одним из важных звеньев ГОК в масштабе Мирового океана.

В отличие от *среднеклиматического* Антарктического циркумполярного течения, представленного на рис. 3.10, 3.12–3.14, синоптическая («мгновенная») структура АЦТ характеризуется наличием нескольких относительно узких меандрирующих квазигеострофических струй, разделенных зонами слабых течений. Тремя главными струями АЦТ, впервые четко идентифицированными в [Бурков, 1994] и [Orsi et al., 1995], являются Субантарктическое (САТ), Южное полярное (ЮПТ) и менее сильное Южное антарктическое (ЮАТ) течения, первые два из которых совпадают соответственно с Субантарктическим и Южным полярным фронтами (рис. 3.10), а третье располагается в середине Антарктической зоны океана. Как показывают данные современных наблюдений над океаном и, прежде всего, спутниковых наблюдений, струйная структура в большей или меньшей степени является характерной для океанских течений вообще. Это объясняется эффектом *отрицательной вязкости* – обусловленным взаимодействием синоптических вихрей между собой переносом кинетической энергии от вихрей к струйным течениям, что и поддерживает существование последних [Мирабель, Монин, 1980].

Все три упомянутых выше струи АЦТ достаточно хорошо выражены на рис. 4.7. Также неплохо просматривается процесс формирования синоптических вихрей струей САТ в районе к западу от 10° з.д., что в общих чертах согласуется с рис. 3.21, а струей ЮПТ – в районах к западу от 20° з.д. и к востоку от 5° в.д.

Восточно-Австралийское течение (ВАТ), идущее на юг вдоль материкового склона Австралии, в зоне $30\text{--}35^\circ$ ю.ш. поворачивает на восток и затем на север, образуя тем самым крупномасштабный антициклонический меандр (рис. 4.8), от вершины которого один–три раза в год отрываются антициклонические вихри, характеризующиеся диаметрами порядка 200–250 км, скоростью орбитального движения воды в верхнем слое океана, достигающей в отдельных случаях 1.5

м/с, и глубиной проникновения до 1500–2000 м [Nilsson, Cresswell, 1981]. После образования вихри движутся в генеральном южном направлении со средней скоростью около 5 км/сутки, постепенно смешиваясь с окружающей водой. Как и в случаях вихрей Гольфстрима и Куроисио, для вихрей ВАТ достаточно типичен процесс обратного их захвата породивших их течением. В результате описанных двух процессов – образования вихрей и их обратного захвата Восточно-Австралийским течением, – в районе к югу от ВАТ, как правило, наблюдается от одного до четырех вихрей разного возраста (рис. 4.8). На рис. 4.8 также отчетливо видны САТ, ЮПТ и ЮАТ и несколько вихрей, образовавшихся вследствие отрыва меандров этих течений, – например, очень хорошо выраженный циклон САТ на 50° ю.ш., 151° в.д.

По аналогии с Агульясским и Восточно-Австралийским течениями, Бразильское течение (БТ) (рис. 3.10, 4.9), идущее на юг-юго-запад вдоль юго-восточного побережья Бразилии, в среднем каждые два месяца образует направленный на юг антициклонический меандр в районе $37\text{--}42^\circ$ ю.ш. (рис. 4.9), от вершины которого отрываются антициклонические вихри с поперечниками от 100 до 250 км, скоростью орбитального движения до 1 м/с и глубиной распространения порядка 1500 м. После образования эти вихри движутся на юг со скоростью, которая в первые дни после отрыва может достигать 30–35 км/сутки (!) [Legeckis, Gordon, 1982], а затем падает до нескольких километров в сутки. В результате в зоне к югу от 40° ю.ш. всегда наблюдается несколько антициклонов БТ разного возраста (рис. 4.9).

Фолклендское течение (ФТ) следует рассматривать как часть Субантарктического течения, формирующую узкий вытянутый к северу меандр САТ в районе $38\text{--}49^\circ$ ю.ш., $55\text{--}60^\circ$ з.д. (рис. 4.9). Восточная, идущая на юг, часть ФТ неустойчива и порождает циклонические вихри, три из которых – на 38° ю.ш./ 51° з.д., 41° ю.ш./ 51° з.д. и 45° ю.ш./ 52° з.д., – видны на рис. 4.9. Вместе с описанными выше антициклонами БТ эти циклоны формируют к востоку от ФТ область повышенной динамической активности, состоящую из интенсивно взаимодействующих между собой теплых антициклонических и холодных циклонических вихрей различного происхождения (рис. 4.9). Как показывают отдельные спутниковые и гидрофизические наблюдения, градиенты температуры на окаймляющих эти вихри локальных фронтах могут достигать значений 2.5° С/км (!) [Legeckis, Gordon, 1982]. Неустойчивый характер САТ, ЮПТ и ЮАТ, приводящий к меандрированию этих течений и формированию циклонических и антициклонических вихрей, также отчетливо виден на рис. 4.9; в частности, обращают на себя внимание два очень хорошо выраженных циклона САТ – на 46.5° ю.ш./ 32° з.д. и на 44.5° ю.ш./ 37° з.д.

Рисунок 4.10 построен по результатам измерений давления и течений в придонном слое океана, выполненных американскими океанологами в котловине Яган в проливе Дрейка на системе из заякоренных станций, и по данным спутниковых альтиметрических наблюдений [Chereskin et al., 2009]. Основным результатом наблюдений явилось фиксирование процесса формирования в абиссали вихрей синоптического масштаба вследствие прохождения в бароклинном слое океана (термоклине) меандров струйных течений (фронтов) того же знака (рис. 4.10). Этот процесс, аналогичный процессу возникновения атмосферных циклонов и антициклонов в нижней тропосфере в умеренной зоне Земли в результате меандрирования западной воздушной струи в верхней тропосфере, является следствием закона сохранения потенциальной завихренности для океана [Гилл, 1986; Chereskin et al., 2009]. В двухслойной модели океана с горизонтальным дном линеаризованное уравнение сохранения *потенциальной завихренности* в нижнем слое (абиссали) может быть записано так:

$$\frac{d(PV)}{dt} \approx \frac{1}{H_0} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} + \beta v - \frac{f}{H_0} \frac{\partial h}{\partial t} \right) = 0. \quad (20)$$

Здесь $\xi = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$ – относительная завихренность, причем ось x направлена на восток, ось y – на север, u и v – зональная и меридиональная составляющие скорости течения в абиссали; t – время, H_0 и h – невозмущенная толщина абиссали и ее синоптическое возмущение; $PV = (\xi + f) / (H_0 + h)$ – потенциальная завихренность. До прохождения термоклинного меандра через конкретную точку в океане имеем в этой точке $h = v = \xi = 0$. Прохождение фронтальной части антициклонического меандра означает $(\partial h / \partial t) < 0$, так как при этом граница между термоклином и абиссалью опускается. В силу уравнения (20) это должно компенсироваться или возникновением в абиссали антициклонического вихря ($f < 0$ в Южном полушарии и поэтому $\partial \xi / \partial t > 0$), или движением вертикального столба воды в абиссали на север ($v > 0$). При прохождении фронтальной части циклонического меандра $(\partial h / \partial t) > 0$, и поэтому должно быть или $(\partial \xi / \partial t) < 0$, или $v < 0$. Переход от двухслойного к непрерывному распределению плотности воды по глубине не меняет существа процесса. Возвращаясь к наблюдениям в проливе Дрейка в 2007–2008 годах (рис. 4.10), констатируем очевидный процесс формирования антициклонического вихря в абиссали вследствие распространения антициклонического меандра САТ в термоклине и еще более ярко выраженный процесс возникновения циклонического абиссального вихря вследствие прохождения термоклинного циклонического меандра ЮПТ. Это означает, что в рассматриваемом случае имела место взаимная компенсация первого и третьего членов в уравнении (20). Особенно обращают на себя внимание удивительно высокие, достигающие до 55 см/с (!) (рис. 4.10), скорости течения в абиссальных вихрях.

Дальнейшие сведения об абиссальных вихрях в проливе Дрейка были получены в результате выполнения российскими океанологами нескольких судовых гидрофизических разрезов через пролив в 2010–2011 годах. Результаты разреза 2011 года вместе со спутниковой альтиметрической картой на время разреза показаны на рис. 4.11 и 4.12. Альтиметрическая карта (рис. 4.11) демонстрирует сложную структуру АЦТ и в целом согласуется с содержащимися в [Sokolov, Rintoul, 2009] выводами о существовании и относительной устойчивости в пределах антарктического кольца трех струй САТ, трех струй ЮПТ и двух струй ЮАТ, из которых срСАТ, сЮПТ и сЮАТ (рис. 4.11) являются главными струями САТ, ЮПТ и ЮАТ; именно эти три струи хорошо видны на рис. 4.7, 4.8 и 4.9. Следует при этом иметь в виду, что струйная структура АЦТ очень нестационарна, на любом участке АЦТ характеризуясь квазипериодическими слияниями и разделениями струй АЦТ, формированием синоптических вихрей, взаимодействием вихрей между собой и их обратным поглощением струйными течениями. Так, например, район и время выполнения разреза 2011 года характеризовались слиянием срСАТ, юСАТ и сЮПТ в единую мощную суперструю (рис. 4.11, 4.12), расход которой составлял 72 Св при суммарном расходе всех восьми струй АЦТ в 130 Св.

Разрез 2011 года вполне отчетливо выявил пять абиссальных вихрей синоптического масштаба (№№ 2–6 на рис. 4.11 и 4.12) и один крупномасштабный циклонический абиссальный круговорот (№ 1). Верхние границы синоптических вихрей располагались на горизонтах от 1500 до 2500 м, а присущие им максимальные скорости и расходы орбитального движения варьировали от 10 до 25 см/с (рис. 4.12) и от 2 Св (вихрь 3) до 7 Св (вихри 2, 5 и 6). Совпадение расположений хорошо выраженных антициклонических абиссальных вихрей 4 и 5 с расположением крупного антициклонического меандра САТ в термоклине (рис. 4.11) свидетельствует в пользу описанного выше механизма образования рассматриваемых вихрей. Ценность результатов экспедиционных работ 2007–2008 и 2011 гг. (рис. 4.10–4.12) состоит в том, что до указанного времени этот механизм генерации океанских вихрей считался не типичным для океана. Можно предположить, что описанный механизм, по аналогии с атмосферой, должен действовать в таких частях умеренных

и полярных зон океана, где непрерывные квазизональные струйные течения ограничиваются термоклином, не проникая в абиссаль. По-видимому, таким районом как раз и является пролив Дрейка, где пересекающие пролив подводные хребты (рис. 4.11) блокируют свободное проникновение струй ЮПТ и САТ на восток и северо-восток в абиссали [Тараканов, 2012].

4.2. ВИХРИ ОТКРЫТОГО ОКЕАНА

К концу 1950-х гг. были в общих чертах известны описанные в предыдущем разделе вихри западных пограничных океанских течений. Вопрос о существовании во всем остальном океане возмущений океанской циркуляции, в чем-то, возможно, сходных с указанными вихрями, и тем более о типичности таких образований для океана в целом, оставался открытым. В 1959–1960 гг. английский исследователь Дж. Сваллоу выполнил измерения течений на глубинах 2 и 4 км в Саргассовом море с помощью сконструированных им поплавков нейтральной плавучести [Swallow, 1971]. Были обнаружены довольно сильные нестационарные течения с характерными масштабами 20 суток и 100 км. Объем и характер наблюдений не позволили, однако, выявить истинную структуру этих течений.

В 1967 г. в южной части Аравийского моря по инициативе В.Б. Штокмана российские океанологи провели экспедицию «Полигон-67», в ходе которой были проведены две последовательные детальные гидрологические съемки района работ. В результате расчета геострофических течений на разных горизонтах, выполненного по данным этих съемок, были впервые получены надежные карты явления, получившего впоследствии название *вихри открытого океана* (рис. 4.13). Двухмесячный интервал времени между съемками не позволил провести взаимную идентификацию полученных по этим данным вихревых образований.

Результаты «Полигона-67» показали необходимость выполнения экспедиции, которая ставила бы своей задачей прямые измерения течений в типичном районе открытого океана, причем измерения такого объема, структуры и продолжительности, которые позволили бы надежно выявить истинное строение, характер временной изменчивости и локальную динамику крупномасштабных вихревых возмущений океанской циркуляции. Такой экспедицией стал «Полигон-70» [Бреховских и др., 1971], выполненный в 1970 г. российскими океанологами под руководством Л.М. Бреховских на южной периферии Северного пассатного течения в тропической Атлантике (рис. 4.3). Основу экспедиционных работ составила выдержанная в течение полугода система из семнадцати расположенных «крестом» АБС (рис. 4.14) с самописцами течений на десяти горизонтах до глубины 1500 м на каждой станции.

Главным результатом «Полигона-70» явилась детальная съемка очень хорошо выраженного антициклонического вихря, проходившего через полигон в апреле–июне 1970 г. в направлении на запад–юго-запад со средней скоростью около 6 см/с [Koshlyakov, Grachev, 1973]. Вихрь имел эллипсоидную форму (рис. 4.14, картина для 24.05.1970) с большой и малой полуосями (расстояниями от центра вихря до точек с максимальными скоростями течения) около 200 и 100 км. Скорость течения в вихре характеризовалась двумя максимумами по глубине – в верхнем слое океана и в слое 400–500 м, достигая в отдельные моменты 45 и 35 см/с соответственно в этих двух слоях, что на порядок превышает скорость юго-западного фонового Северного пассатного течения в верхнем слое океана в рассматриваемом районе. Помимо описанного выше главного вихря «Полигона-70», на полигоне были зафиксированы тыловая часть еще одного антициклона, предшествовавшего главному вихрю, и фронтальная часть циклонического вихря, двигавшегося за главным вихрем (рис. 4.14, март и август 1970 г.).

Несмотря на очевидное преобладание орбитального движения воды в поле вихрей «Полигона-70» над скоростью их поступательного перемещения, интерпретация результатов «Полигона-

70» в свете теории линейных бароклинных волн Россби, распространяющихся на фоне крупномасштабного течения, оказалась успешной для объяснения выявленного на полигоне соотношения между пространственным и временным масштабами возмущений поля течения [Koshlyakov, Grachev, 1973; McWilliams, Robinson, 1974; Коняев, Сабинин, 1981]. Волны Россби представляют собой квазигеострофические возмущения океанской циркуляции, перемещающиеся в океане волновым образом (без среднего переноса массы в случае линейной волны и отсутствия крупномасштабного течения) в результате эффекта широтного изменения параметра Кориолиса (β -эффекта). Механизм этого перемещения аналогичен рассмотренному выше (при описании вихрей Гольфстрима) механизму движения одиночного вихря относительно окружающей воды, следствием чего является западная составляющая фазового движения волны Россби. Упомянутая волновая интерпретация результатов «Полигона-70» согласуется с изложенной в [Tulloch et al., 2009] концепцией, согласно которой среди синоптических возмущений океанской циркуляции в тропиках преобладают волны Россби, а в средних и высоких широтах – геострофическая турбулентность. В любом случае, однако, можно с уверенностью предположить, что наблюдавшееся западно-юго-западное движение вихрей «Полигона-70» было обусловлено совместным действием увлечения вихревых возмущений Северным пассатным течением и их перемещением под влиянием β -эффекта.

В 1973 г. в Саргассовом море американские океанологи провели эксперимент MODE (Mid-Ocean Dynamics Experiment) по исследованию океанских вихрей, в результате которого был обнаружен антициклонический вихрь синоптического масштаба, близкий по ряду параметров к главному вихрю «Полигона-70» [The MODE Group, 1978]. В 1977–1979 гг. в Северной Атлантике был осуществлен крупнейший советско-американский эксперимент ПОЛИМОДЕ («Полигон-MODE»), организованный для дальнейшего детального исследования синоптических вихрей открытого океана. Наиболее крупной частью этого совместного эксперимента был советский Синоптико-динамический эксперимент (СДЭ) ПОЛИМОДЕ, выполненный под научным руководством А.С. Моница в 1977–1978 гг. в районе к юго-западу от Бермудских островов на южной периферии Рециркуляции Гольфстрима (рис. 4.3). Западно-юго-западное направление этого течения, его геострофичность и бароклинность определяют направленный с юга на север наклон изопикнических поверхностей в его поле, в результате чего в слое главного пикноклина (глубины 600–1200 м в рассматриваемом районе) более легкая вода оказывается расположенной с северной стороны от течения. Скорость Рециркуляции Гольфстрима в слое выше главного пикноклина в районе СДЭ ПОЛИМОДЕ составляет несколько сантиметров в секунду; однако в стрекне течения к северу от района СДЭ в отдельные периоды времени она может достигать нескольких десятков сантиметров в секунду. Далее в тексте под термином «ПОЛИМОДЕ» мы будем подразумевать СДЭ ПОЛИМОДЕ.

Основу ПОЛИМОДЕ составляла выдержанная в течение тринадцати месяцев система из девятнадцати АБС, располагавшихся в узлах сетки равносторонних треугольников со стороной 72 км (рис. 4.15). Непрерывные измерения течений на каждой АБС велись на горизонтах 100, 400, 700 и 1400 м. Кроме того, было выполнено 19 плотностных (преимущественно зонд STD) или температурных (обрывной зонд) съемок района, существенно превышавшего район полигона АБС, 25 съемок собственно полигона АБС и 14 микрополигонов.

Прямыми измерениями течений и гидрологическими съемками на полигоне ПОЛИМОДЕ в общей сложности было зафиксировано 22 вихревых образования, из которых половина была циклонами и половина антициклонами. Все вихри перемещались через полигон в генеральном западном направлении со скоростями от 2 до 10 см/с. Рисунки 4.15 и 4.16 позволяют разделить весь период ПОЛИМОДЕ на три части (август–декабрь 1977 г., январь–май 1978 г. и июнь–август 1978 г.), резко отличавшихся друг от друга по структуре и энергии поля вихрей. В отношении

исследования механизма генерации вихрей особенно интересен второй период, характеризовавшийся высоким уровнем энергии вихрей в верхнем слое океана и в главном пикноклине (рис. 4.16) и движением через полигон нескольких сильных концентрированных антициклонов (карты для января, февраля, апреля и мая 1978 г. на рис. 4.15), разделявшихся областями слабой циклонической завихренности течения. Перечисляемые ниже особенности поля течений могут рассматриваться как свидетельства формирования антициклонических вихрей ПОЛИМОДЕ в январе–мае 1978 г. вследствие бароклинной неустойчивости Рециркуляции Гольфстрима [Грачев и др., 1988]:

а) Размер антициклонов. Среднее расстояние от центра вихря до точки с максимальной скоростью течения в антициклонах января–мая 1978 г. составляло 70 км. Интерпретируя это расстояние как четверть длины волны возмущения, а масштаб вихря – как длину волны, деленную на 2π , для масштаба рассматриваемых антициклонов получаем оценку $(2/\pi) \times 70 \text{ км} = 45 \text{ км}$. Это в точности равно бароклинному масштабу Россби L_R (см. предыдущий раздел книги) для района ПОЛИМОДЕ.

б) Бароклиновая структура антициклонов. Средняя скорость течения на глубинах 100 и 400 м в поле антициклонов января–мая 1970 г. составляла 25 см/с, в отдельные моменты времени достигая 50 см/с (!); средняя скорость на глубине 1400 м составляла 10 см/с.

в) Знак завихренности течения в вихрях. Очевидно, что за счет бароклинной неустойчивости направленной на запад–юго-запад Рециркуляции Гольфстрима на ее южном крае должны формироваться именно антициклонические меандры и антициклонические отсеченные вихри, осуществляющие перенос относительно легкой воды с севера на юг поперек течения.

г) Увеличение средней по времени удельной кинетической энергии вихрей от центра буйкового полигона ПОЛИМОДЕ к его северо-западному краю, т.е. в направлении стрежня Рециркуляции Гольфстрима. Так, на глубине 400 м это увеличение составило от 120 до 350 $\text{см}^2/\text{с}^2$.

д) Зональное смещение друг относительно друга центров возмущений полей плотности воды и функции тока (поля давления) в антициклонах января–мая 1978 г., причем смещение именно такого направления (рис. 4.17), которое обеспечивало интегральный по площади вихря перенос массы с юга на север, приводя тем самым к уменьшению поперечных наклонов изопикнических поверхностей в Рециркуляции Гольфстрима и, таким образом, к высвобождению ее доступной потенциальной энергии. Абсолютные значения возмущения функции тока по данным АБС (левая карта на рис. 4.17) и, тем самым, значения возмущения плотности воды рассчитывались по этим данным из предположения, что областям положительной завихренности поля течений соответствуют области отрицательных возмущений функции тока, и наоборот.

Кривые на рис. 4.18 показывают временной ход важнейших динамических характеристик на полигоне ПОЛИМОДЕ, сглаженный по времени таким образом, чтобы исключить влияние отдельных вихрей, но оставить контраст между упоминавшимися выше тремя частями общего периода ПОЛИМОДЕ. Кривые были рассчитаны по данным прямых измерений течений на полигоне на основе модели крупномасштабного западно-юго-западного течения (Рециркуляции Гольфстрима) с неизменным и равным 240° (угол отсчитывается по часовой стрелке от направления на север) направлением [Кошляков и др., 1984]. В полном согласии с приведенными выше соображениями о формировании вихрей ПОЛИМОДЕ вследствие бароклинной неустойчивости крупномасштабного течения, кривая II на рис. 4.18 демонстрирует поток ДПЭ от крупномасштабного течения к вихрям в январе–мае 1978 г. Одновременно происходило уменьшение вертикального перепада скорости крупномасштабного геострофического течения через пикноклин (т.е., в согласии с формулой (18), уменьшение запаса ДПЭ в крупномасштабном течении, кривые III и IV на рис. 4.18) и рост энергии вихрей (кривая I на рис. 4.18 и кривые на рис. 4.16).

В верхнем слое океана и в пикноклине орбитальная скорость движения воды в поле интенсивных антициклонов января–мая 1978 г. в районе ПОЛИМОДЕ была в среднем в пять раз выше скорости их перемещения в западном направлении [Грачев и др., 1988], что свидетельствовало о захвате воды вихрями и, таким образом, об адвективном характере этого перемещения, в основном, по–видимому, обусловленного увлекающим действием южной части Рециркуляции Гольф-стрима. В то же время области со слабыми, в основном циклонически завихренными, течениями между интенсивными антициклонами могут быть интерпретированы как области с преобладавшей формой движения в виде волн Россби, генерированных перемещавшимися антициклонами [Коротаев и др., 1980]. В целом совокупность синоптических возмущений циркуляции воды в январе–мае 1978 г. в районе ПОЛИМОДЕ может быть квалифицирована как геострофическая макротурбулентность [Мирабель, Монин, 1980] с накачкой энергии на масштабе Россби вследствие бароклинной неустойчивости крупномасштабного течения.

Из теории синоптических вихрей открытого океана [Мирабель, Монин, 1980] и результатов соответствующих численных экспериментов [Rhines, 1977] следует, что в периоды резкого ослабления подкачки энергии со стороны крупномасштабного течения, как это имело место в районе ПОЛИМОДЕ в июне 1978 г. (рис. 4.18), вследствие свободного взаимодействия вихрей между собой должна происходить интенсивная перестройка поля геострофической турбулентности, выражающаяся, в частности, в баротропизации вихрей и росте их размеров до масштаба Райнса:

$$L_{\beta} = (U \sqrt{2/\beta})^{1/2}, \quad (21)$$

где U – средняя квадратическая скорость течения в баротропизованных вихрях, β – широтное изменение параметра Кориолиса. Эта перестройка отражает тенденцию трансформации геострофической турбулентности в поле волн Россби. Именно такой процесс и наблюдался на полигоне ПОЛИМОДЕ в июне–июле 1978 г. (рис. 4.16, карты для июля и августа 1978 г. на рис. 4.15), причем баротропизация поля вихрей произошла всего за 20 суток (рис. 4.16). Измерения течений на глубинах 2, 3 и 4 км, выполненные на полигоне в июле и августе 1978 г., подтвердили полную баротропизацию поля течений в указанное время [Василенко, Мирабель, 1980].

Для июля–августа 1978 г. средняя квадратическая скорость течений в поле вихрей ПОЛИМОДЕ составляла 16 см/с, что дает $L_{\beta} = 100$ км и, таким образом, равное 160 км среднее расстояние от центра вихря до точки с максимальной скоростью течения. Хотя эта оценка в полтора раза превышает обнаруженное расстояние от центра циклона августа 1978 г. (рис. 4.15) до точки с наибольшей скоростью, резкий рост размеров вихрей ПОЛИМОДЕ от мая к июлю–августу 1978 г. очевиден (рис. 4.15).

Как видно из рис. 4.16, в ноябре–декабре 1977 г. в районе ПОЛИМОДЕ имело место резкое ослабление бароклинной структуры поля течения, не закончившееся, правда, его полной баротропизацией. В целом рис. 4.16 позволяет предположить цикличность процесса взаимодействия между крупномасштабным течением и синоптическими вихрями в районе ПОЛИМОДЕ, когда периоды интенсивной генерации вихрей вследствие бароклинной неустойчивости крупномасштабного течения чередуются с периодами свободного развития поля вихрей как геострофической макротурбулентности. Надо полагать, что восстановление крупномасштабного течения происходит под действием ветра над Северной Атлантикой и обратного переноса энергии от вихрей к крупномасштабному течению [Мирабель, Монин, 1980].

В полном соответствии с интерпретацией поля вихрей на полигоне ПОЛИМОДЕ зимой–весной 1978 г. как геострофической макротурбулентности рис. 4.19 показывает сильное взаимодействие между отдельными антициклоническими вихрями и струями течений в этот период времени. Так, в первой половине мая 1978 г. происходила вначале интенсивная передача воды и

энергии от антициклона, располагавшегося в южной части полигона, к окаймлявшей его с северо–востока квазимеридиональной струи течения, а затем от этой струи к другому антициклону в северо–западной части полигона (рис. 4.19). В результате этого процесса расход воды в южном антициклоне в слое от поверхности океана до глубины 1400 м упал от 20 до 12 Св (свердрупов, т.е. $10^6 \text{ м}^3/\text{с}$), расход струи колебался от 11 до 19 и снова до 11 Св, и расход северо–западного антициклона вырос от 13 до 21 Св. В результате подобных взаимодействий ни один вихрь, кроме циклона июля–августа 1978 г. (рис. 4.15), не прошел через полигон, не изменив самым существенным образом свои размер, форму и энергию. В целом можно констатировать, что результаты ПОЛИМОДЕ означали колоссальный шаг вперед в понимании строения, изменчивости и физической природы синоптических вихрей открытого океана.

Летом–осенью 1987 г. в районе Субарктического фронта к востоку от Японии (рис. 4.6) по инициативе А. С. Монины был проведен уникальный по масштабу прямых измерений течений эксперимент «Мегаполигон» [Maksimov et al., 2001], имевший целью единовременную съемку как можно большего числа синоптических вихрей. Несмотря на географическое расположение «Мегаполигона» (рис. 4.6), его результаты описываются в настоящем разделе книги, а не в предыдущем, так как в научном отношении этот эксперимент был прямым продолжением ПОЛИМОДЕ. Основу эксперимента составили измерения течений на 177 АБС, располагавшихся в узлах треугольной сетки с шагом 42.5 км, с самописцами течений на горизонтах 120 и 1200 м на всех АБС и на горизонтах 400 и 4500 м на части из них. Период времени от начала постановки системы АБС до конца ее снятия составил 2.5 месяца, период одновременной работы всех АБС – 12 суток в конце сентября – начале октября 1987 г. В результате потерь АБС и отдельных приборов, в основном связанных с действием тайфунов, общая утрата информации на полигоне АБС составила 48%. Во время экспедиции судами нескольких океанографических учреждений СССР были выполнены также шесть гидрофизических (в основном STD) съемок района АБС.

В общей сложности во время «Мегаполигона» было зафиксировано более двух десятков антициклонических и циклонических вихрей. Картина течений в главном термоклине (пикноклине, горизонт 120 м) характеризовалась большой изменчивостью по времени, связанной со взаимодействием отдельных структурных элементов циркуляции: разветвлением и обратным слиянием струй Ойясио; меандрированием этих струй, отрывом вихрей, обратным поглощением вихрей струями; разделением и слиянием вихрей с одинаковым направлением вращения воды, обменом водой и энергией между вихрями с противоположными направлениями вращения. Результатом указанных процессов являлось, в частности, спонтанное формирование в поле течения «цепочек» из двух или трех одноименных вихрей, образовавшихся в результате отрыва меандров отдельных струй Ойясио и располагавшихся, таким образом, как бы «внутри» этого течения. Два таких антициклонических вихря видны, например, в северной части полигона на 154° в.д. в левой части рис. 4.20.

Наиболее интересным результатом «Мегаполигона» можно считать обнаружение весьма существенных различий в структуре поля течений и характере его временной изменчивости в главном термоклине (горизонты 120 и 400 м) и в глубинах океана (горизонты 1200 и 4500 м). Эти различия, связанные с высокой степенью бароклинности поля течений, проявлялись в нижеследующих фактах.

а) В отдельные интервалы времени на обширных частях района «Мегаполигона» подобие в картинах течений в термоклине и в глубинах океана полностью отсутствовало. Такая ситуация, например, была очень ярко выражена в начале октября 1987 г. (рис. 4.20), когда у южной границы полигона АБС в термоклине наблюдались северные части двух очень сильных антициклонов Куроисио, а в глубинах океана – северные части двух циклонических вихрей, положения которых

по долготе чередовались с положениями антициклонов Курошио. Упомянутые циклонические вихри окаймлялись с севера мощной и весьма протяженной струей западного течения, направленной нормально к линиям тока течений в термоклине. Еще севернее в глубинах океана наблюдался крупный антициклонический вихрь с центром на 40.5° с.ш., 155° в.д., совершенно не выраженный в термоклине. Для полигона в целом статистический анализ показал практически нулевую корреляцию между течениями на глубинах 120 и 4500 м [Maximenko et al., 2001]. В то же время картины течений на горизонтах 1200 и 4500 м были, как правило, подобными друг другу.

б) Согласно результатам спектральной обработки данных измерений течений на мегаполигоне, горизонтальный масштаб (длина волны, деленная на 2π) синоптических возмущений циркуляции на глубине 120 м оказался равным 35 км, что очень близко к оценке бароклинного масштаба Россби (33 км) для межфронтальной зоны Курошио–Ойясио. Для масштаба возмущений на глубине 1200 м была получена величина 80 км, что в точности соответствует оценке масштаба Райнса при наблюдавшейся на горизонте 1200 м средней квадратической скорости течения в 9 см/с. Достаточно типичные для термоклина вихревые образования сравнительно небольшого размера (левая часть рис. 4.20) в глубинах океана отсутствовали. В отличие от термоклина, статистический анализ выявил существенное преобладание зональных течений над меридиональными в глубинах океана.

в) Так же, как в термоклине, поле течений в глубинах океана было существенно нестационарным. В отличие, однако, от термоклина, эта нестационарность во многом определялась движением вихревых образований в западном направлении. Так, упоминавшийся выше антициклон, занимавший положение в центральной части полигона в начале октября 1987 г. (правая часть рис. 4.20), перемещался на запад со средней скоростью 8 см/с. Можно полагать, что это движение обуславливалось совместным действием эффекта широтного изменения параметра Кориолиса и увлечения вихря примыкавшим к нему с юга течением западного направления.

г) Поле течений как в термоклине, так и в глубинах океана характеризовалось значительной пространственной неравномерностью в распределении кинетической энергии течения. Если, однако, в термоклине эта неравномерность была в основном обусловлена упоминавшимися выше двумя антициклонами Курошио, соседствовавшими с областью относительно слабых течений (левая часть рис. 4.20), в глубинах океана указанный эффект был связан с эпизодическим возникновением в различных частях полигона узких и сильных струй течения среди почти покоящейся воды. Поразительный пример такой струи, указывающий на весьма существенную нелинейность поля течений не только в термоклине, но и в глубинах океана, представлен на рис. 4.21. Существование всех таких струй, включая струю, показанную на рис. 4.21, ограничивалось несколькими сутками.

Объяснением описанных выше различий в характере поля течений в термоклине и в глубинах океана в районе «Мегаполигона» может быть упоминавшийся выше процесс баротропизации поля вихрей, следующий за периодом генерации вихрей вследствие бароклинной неустойчивости крупномасштабного течения и сопровождающийся ростом размеров вихрей от масштаба Россби до масштаба Райнса и возникновением в поле течения струй преимущественно зонального направления. Очевидно, что вслед за восстановлением бароклинного крупномасштабного течения наступает новый период генерации вихрей в термоклине, вследствие чего всегда существуют интервалы времени, в течение которых в глубинах океана преобладают «старые» баротропизированные вихревые возмущения циркуляции масштаба Райнса, а в термоклине – «новые» вихри масштаба Россби, порожденные очередным циклом неустойчивости крупномасштабного течения. Так как баротропизация и рост размеров вихрей, как указывалось выше, суть проявления тенденции трансформации геострофической турбулентности в поле волн Россби [Мирабель, Минин, 1980], не исключена интерпретация результатов «Мегаполигона», согласно которой в тер-

моклине преобладала геострофическая макротурбулентность, а в глубинах океана – волны Россби, хотя и существенно нелинейного характера.

В разделе о солёности были упомянуты содержащие средиземноморскую воду мезомасштабные внутритермоклинные антициклонические вихри («линзы»), движение и разрушение которых формируют глубинный слой Средиземноморской промежуточной воды (СППрВ) в Северной Атлантике (рис. 2.15, 2.16). Эти вихри, открытые в начале 1980-х гг. в Канарской котловине [Armi, Zenk, 1984], образуются на внешнем (океанском) крае потока средиземноморской воды, идущего в слое 500–1600 м на запад и затем на север вдоль юго-западного и западного побережий Пиренейского полуострова. После своего образования линзы СППрВ перемещаются на северо-запад, запад и юго-запад [Filyushkin, Sokolovskiy, 2011] в поле крупномасштабных течений Атлантического океана и вихрей синоптического масштаба (рис. 4.22). В качестве примера линзы СППрВ рассмотрим линзу, исследованную в 1985 г. несколькими СТД-съёмками и системой из пятнадцати АБС с самописцами течений во время выполнения советского эксперимента «Мезополигон» в тропической части Северной Атлантики (см. рис. 4.3). Линза располагалась между горизонтами 800 и 1400 м (рис. 4.23) и имела близкую к эллипсоидальной форму с большой (меридиональной) и малой горизонтальными осями, равными 70 и 55 км. Изопикнические аномалии потенциальной температуры и солёности в ядре линзы достигали рекордных для океанографических наблюдений значений 4.5 °С и 0.87 ‰, что соответствовало перепадам температуры и солёности от 5.4 °С и 35.03 ‰ в фоновой воде до 9.9 °С и 35.90 ‰ в ядре линзы. Максимальная скорость антициклонического движения воды в линзе достигалась на глубине 1000 м на расстоянии 15 км от вертикальной оси линзы и составляла 30 см/с. В период наблюдений линза перемещалась в направлении с азимутом 305° и скоростью около 2.8 см/с в поле несколько раз более крупного, чем линза, «местного» циклонического вихря. Наблюдения позволяют предположить, что продукция средиземноморских линз в прилегающей к Пиренейскому полуострову части Атлантики составляет 25–30 линз в год [Filyushkin, Sokolovskiy, 2011].

Рисунок 4.24, построенный по данным спутниковых альтиметрических наблюдений, с очевидностью показывает, что наибольшая энергия синоптических возмущений океанской циркуляции (меандров струйных течений и вихрей) достигается в областях западных пограничных течений и АЦТ. Отношение средней удельной кинетической энергии синоптических возмущений к удельной кинетической энергии средних по времени течений в поверхностном слое океана варьирует от величин порядка 10 в АЦТ до величин порядка 100 (!) в областях западных пограничных течений [Wunsch, 2001].

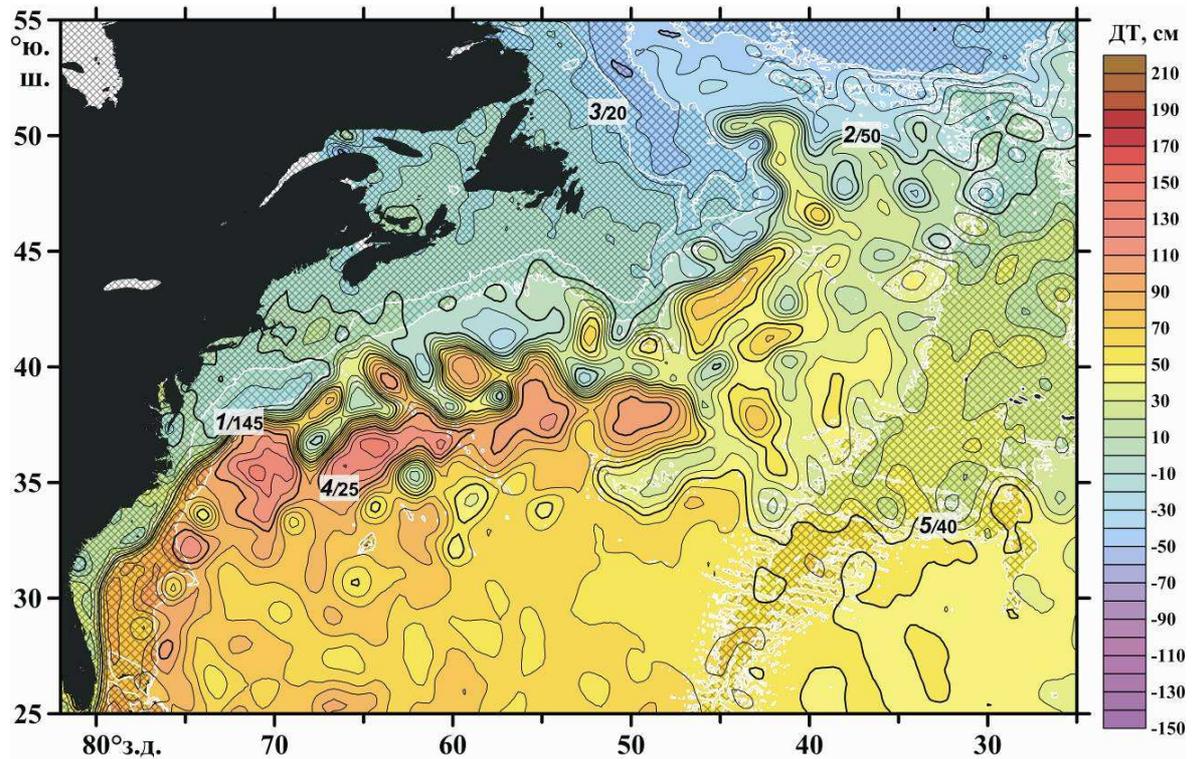


Рис. 4.1. Динамическая топография поверхности океана в области Гольфстрима 05.09.2012 по данным спутниковой альтиметрии агентства CLS (DT-Global-MADT-Upd product, <http://aviso.oceanobs.com>). Шаг изолиний составляет 10 см. Геострофические течения в Северном полушарии направлены так, что большие значения динамической топографии остаются справа от течения. Числа в прямоугольниках показывают номер и скорость течения в см/с. 1 – Гольфстрим, 2 – Северо-Атлантическое течение, 3 – Лабрадорское, 4 – Рециркуляция Гольфстрима, 5 – Азорское течение. Мелкой клеткой заштрихованы области с глубинами менее 500 м, крупной – от 500 до 3500 м.

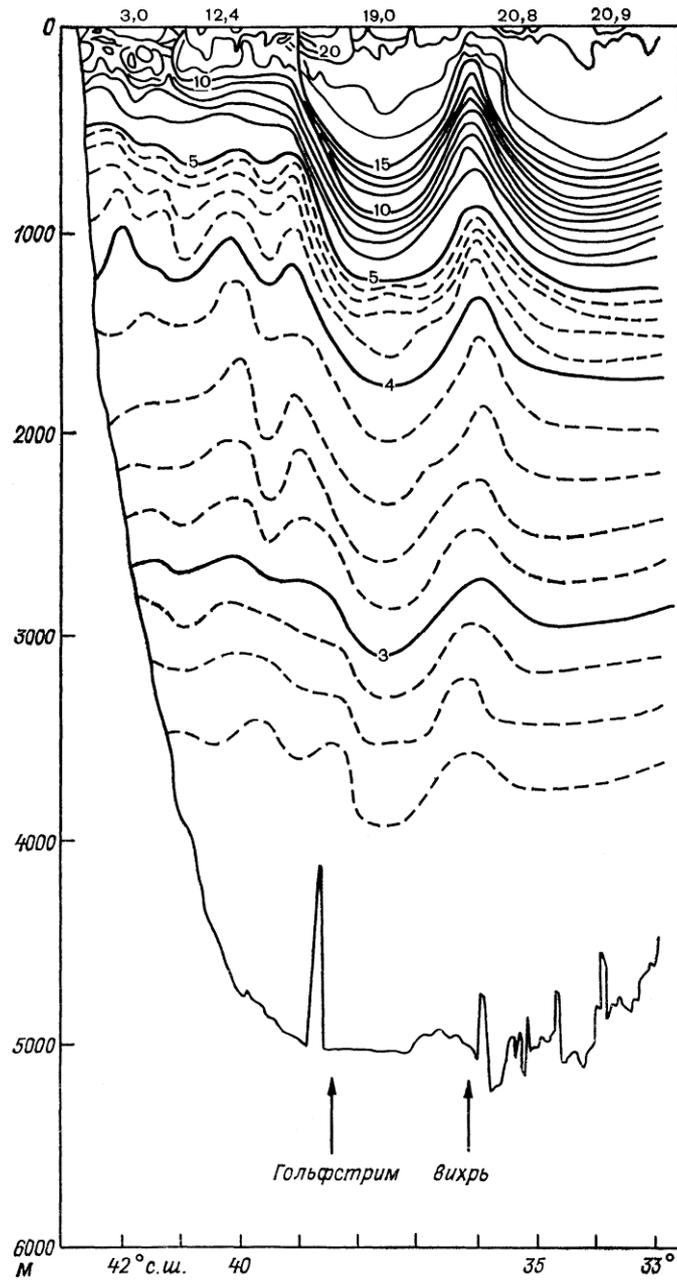


Рис. 4.2. Распределение температуры ($^{\circ}\text{C}$) на гидрологическом разрезе через Гольфстрим и порожденный им циклонический вихрь в апреле 1960 г. [Fuglister, 1963]. Положение разреза показано под номером 1 на рис. 4.3.

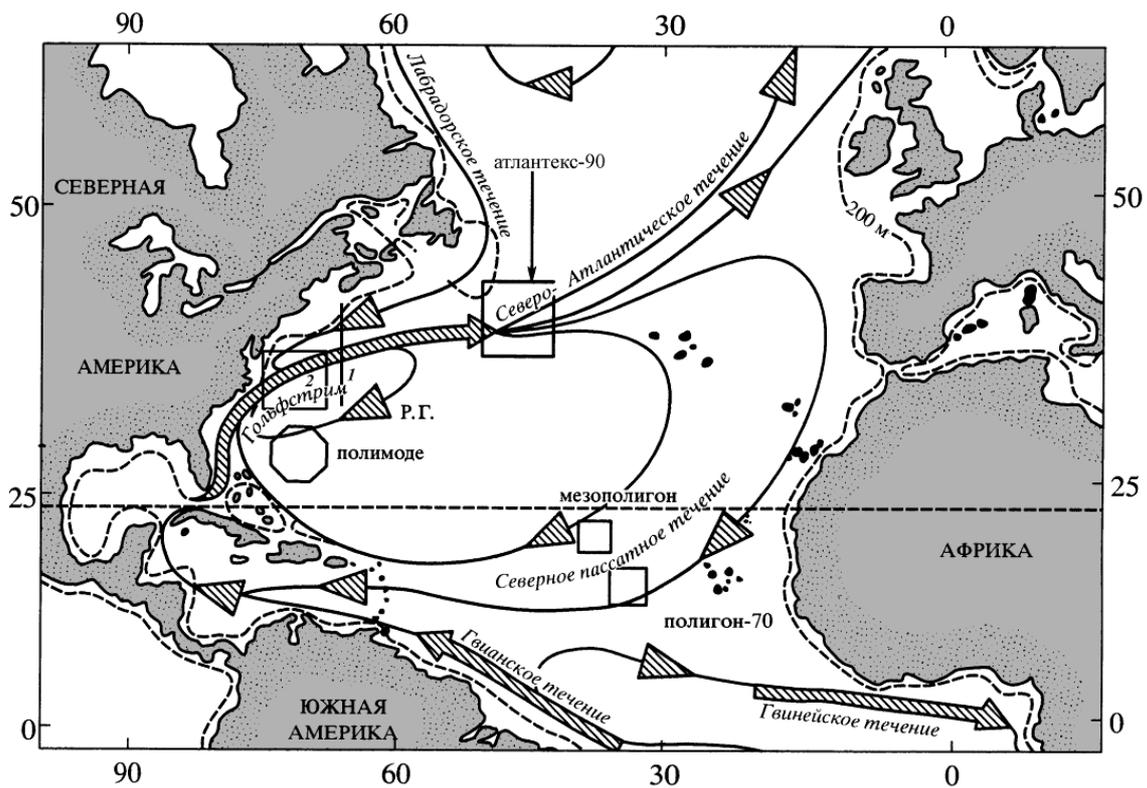


Рис. 4.3. Положения районов отдельных экспериментов по исследованию океанских вихрей в Атлантике; 1 и 2 – положения гидрологического разреза (рис. 4.2.) и района поплавковых измерений течений (рис. 4.5). Р.Г. – Рециркуляция Гольфстрима.

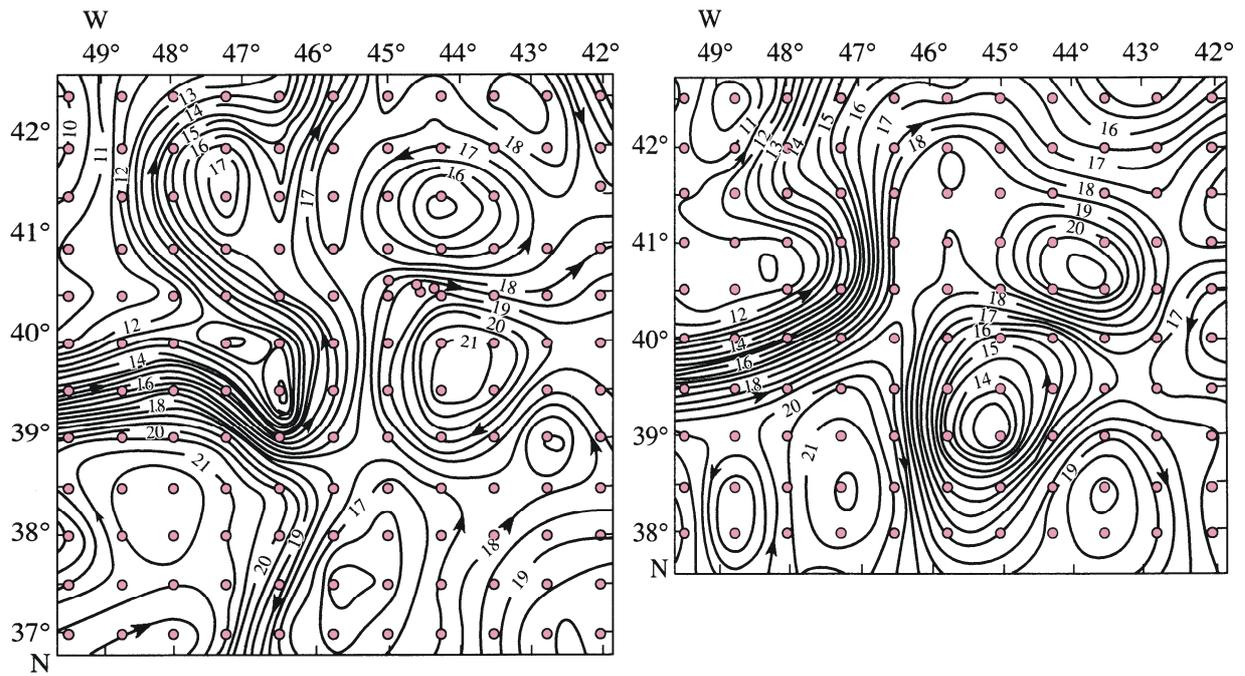


Рис. 4.4. Геоострофические течения на поверхности океана в районе разветвления Гольфстрима на Северо-Атлантическое и Азорское течения по данным гидрофизических съемок 03.05–22.05.1990 (слева) и 30.05–13.06.1990 (справа) экспедиции «Атлантэкс-90» (см. рис. 4.3) [Koshlyakov, Sazhina, 1994]. Числа у динамических горизонталей (линий тока геоострофического течения) показывают возмущения высоты поверхности океана в дм, ось z направлена вверх. Стрелки показывают направления геоострофического течения, некоторые значения скорости течения приведены в тексте.

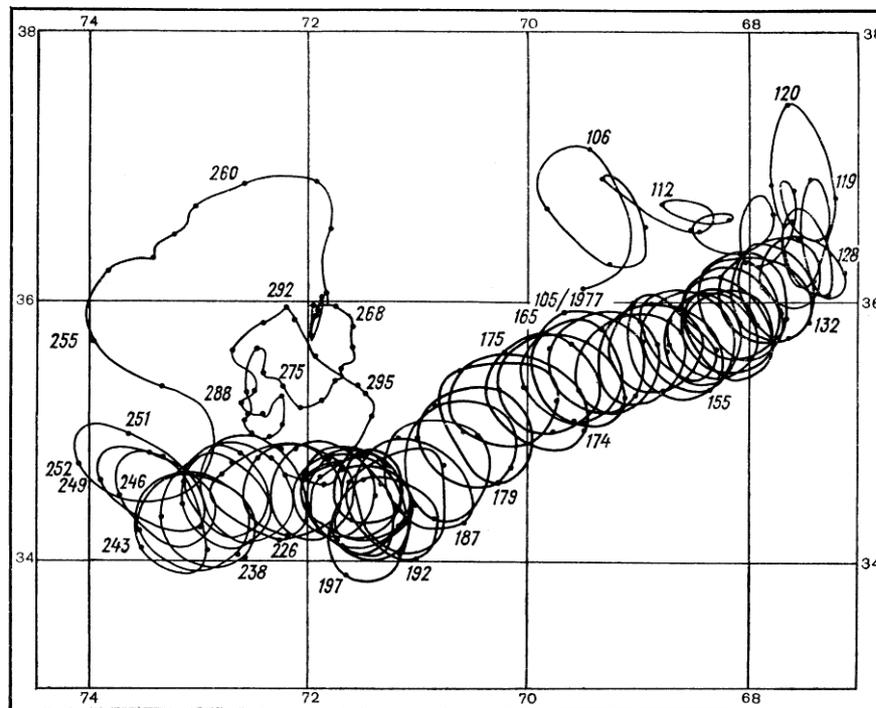


Рис. 4.5. Траектория движения запущенного в циклон Гольфстрима поверхностного буя с парашютом на глубине 200 м с 14.04 (104-й день) по 26.10 (299-й день) 1977 г. [Richardson et al., 1979]. Значок 2 на рис. 4.3.

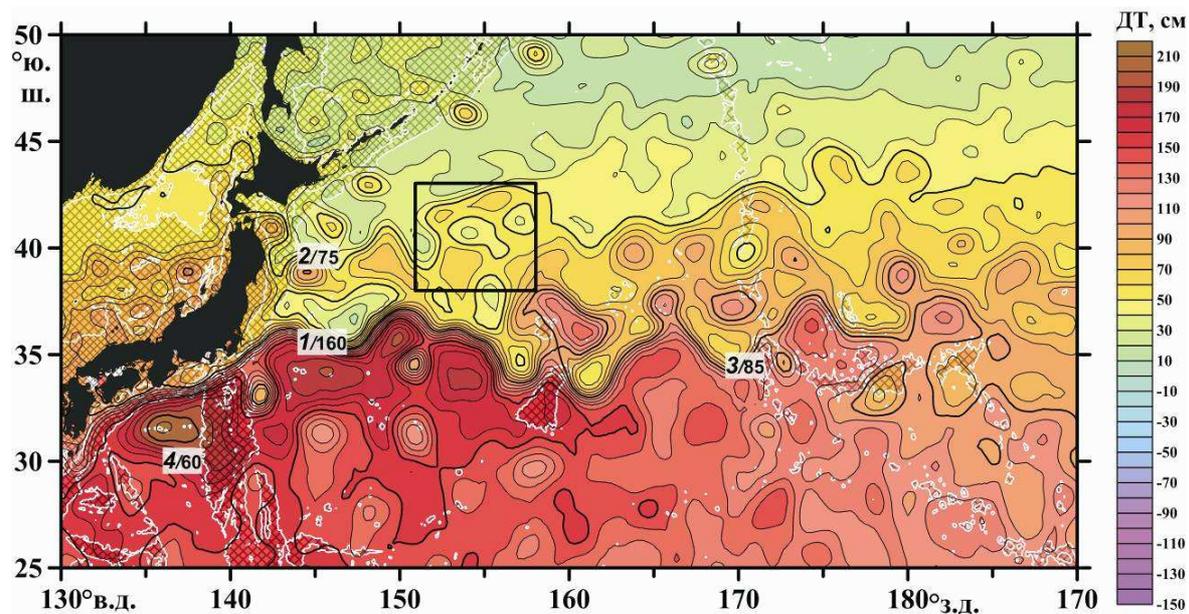


Рис. 4.6. Динамическая топография поверхности океана в области Куроисио-Ойасио 20.10.2010 по данным спутниковой альтиметрии агентства CLS. 1 – Куроисио, 2 – Ойасио, 3 – Северо-Тихоокеанское течение, 4 – Рециркуляция Куроисио. Прямоугольник показывает район эксперимента «Мегаполигон». Остальное как в подписи к рис. 4.1.

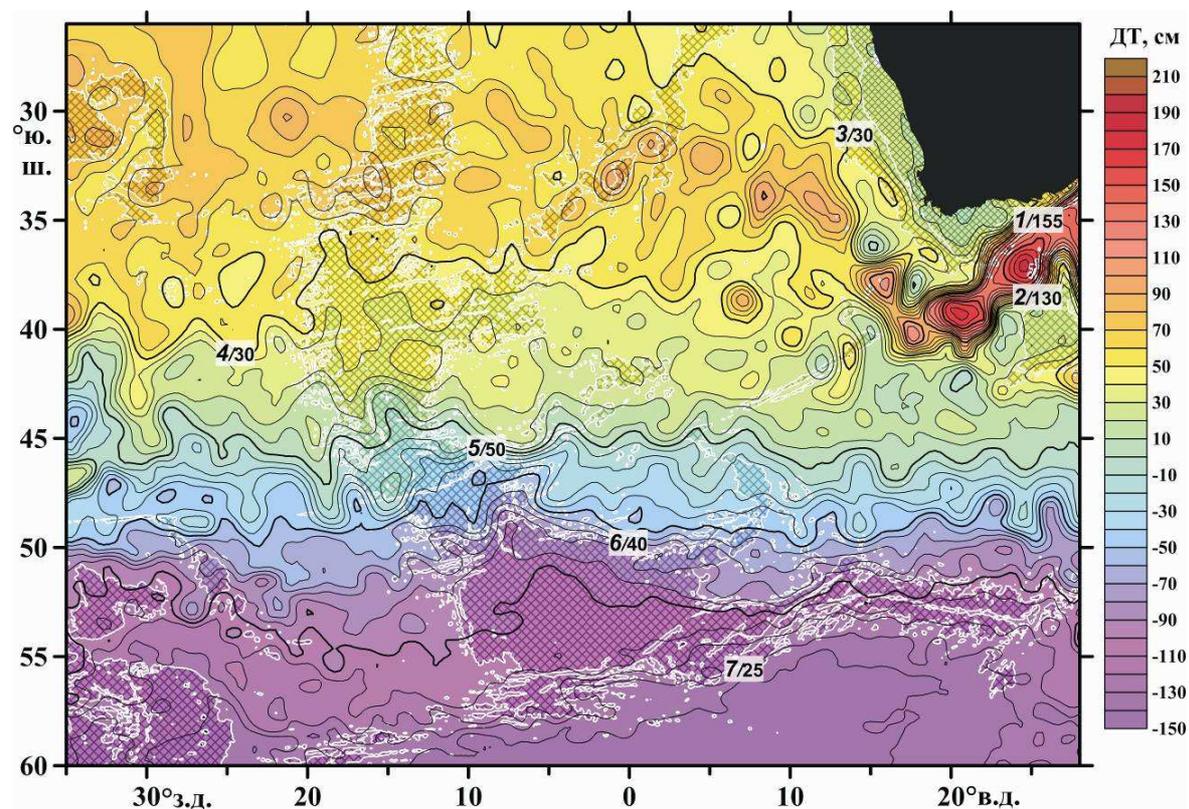


Рис. 4.7. Динамическая топография поверхности океана в области Агульясского течения – Агульясского противотечения и Антарктического циркумполярного течения 31.03.2010 по данным спутниковой альтиметрии агентства CLS. Геоострофические течения в Южном полушарии направлены так, что большие значения динамической топографии остаются слева от течения. 1 – Агульясское течение, 2 – Агульясское противотечение, 3 – Бенгельское, 4 – Южно-Атлантическое, 5 – Субантарктическое, 6 – Южное Полярное, 7 – Южное антарктическое течение. Остальное как в подписи к рис. 4.1.

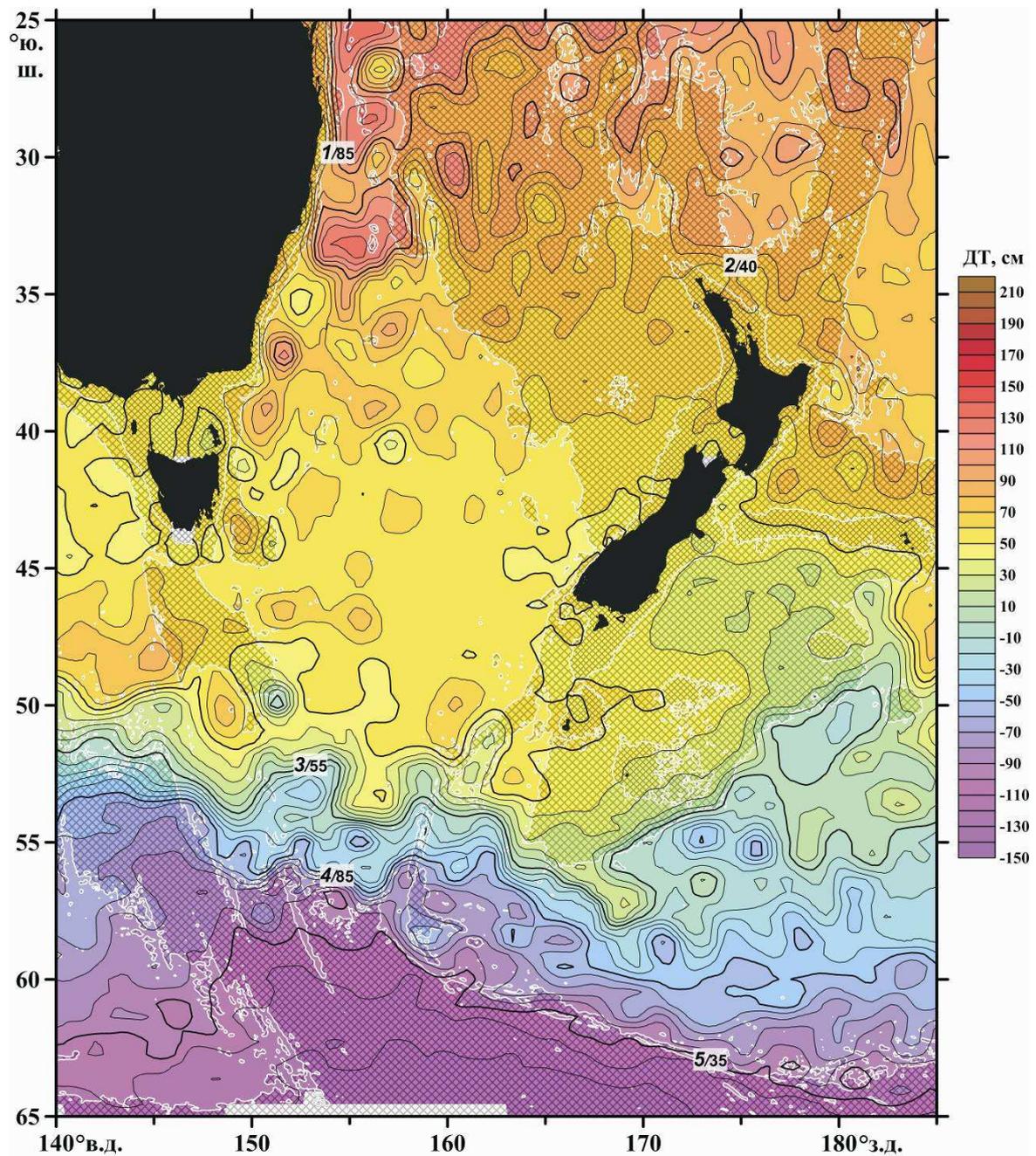


Рис. 4.8. Динамическая топография поверхности океана в области Восточно-Австралийского и Антарктического циркумполярного течений 14.12.2012 по данным спутниковой альтиметрии агентства CLS. Большие значения динамической топографии остаются слева от направления течения. 1 – Восточно-Австралийское, 2 – Южно-Тихоокеанское, 3 – Субантарктическое, 4 – Южное полярное, 5 – Южное антарктическое течение. Остальное как в подписи к рис. 4.1.

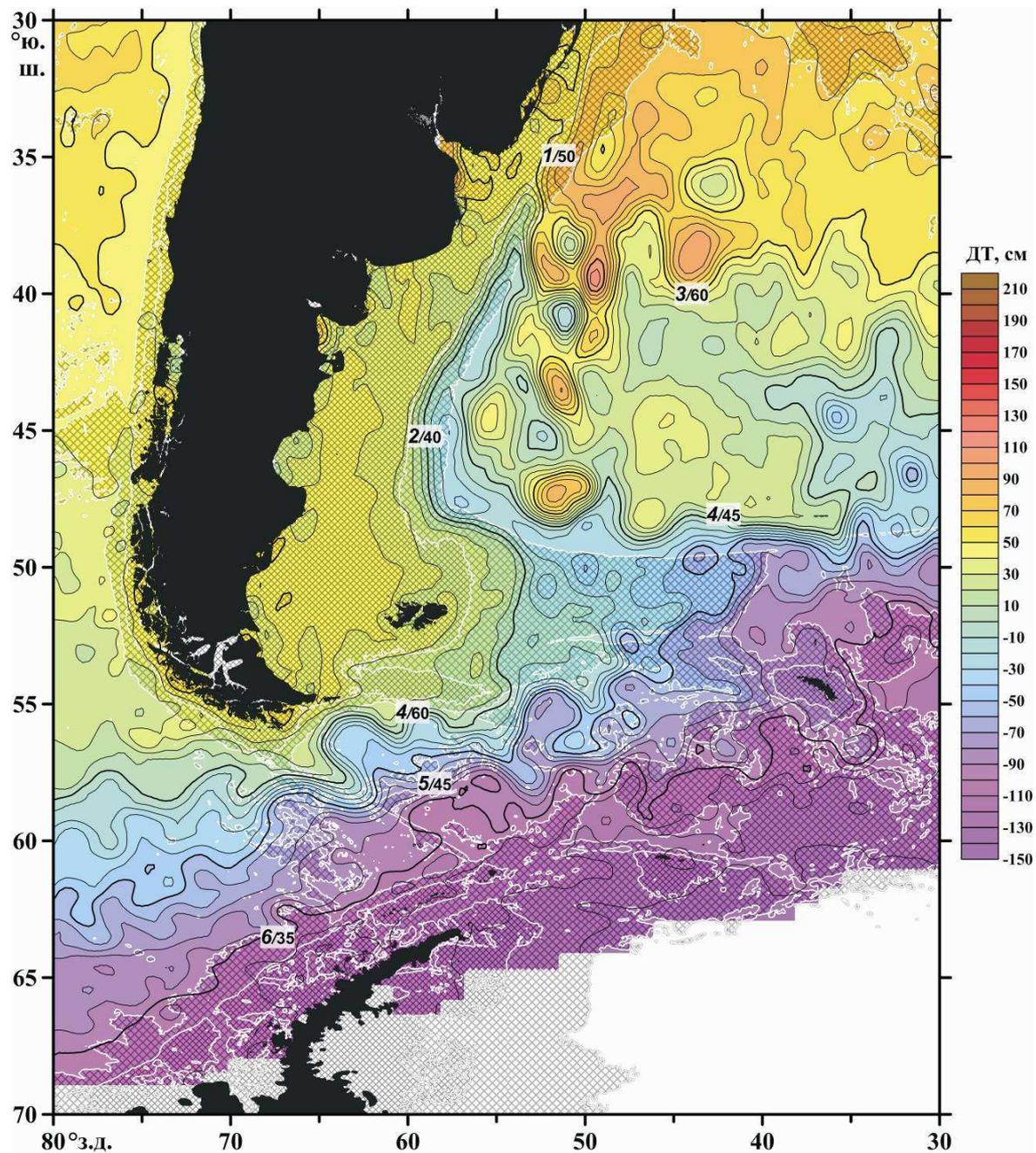


Рис. 4.9. Динамическая топография поверхности океана в области Бразильского, Фолклендского и Антарктического циркумполярного течений 05.09.2012 по данным спутниковой альтиметрии агентства CLS. Большие значения динамической топографии остаются слева от направления течения. 1 – Бразильское, 2 – Фолклендское, 3 – Южно-Атлантическое, 4 – Субантарктическое, 5 – Южное полярное, 6 – Южное антарктическое течение. Остальное как в подписи к рис. 4.1.

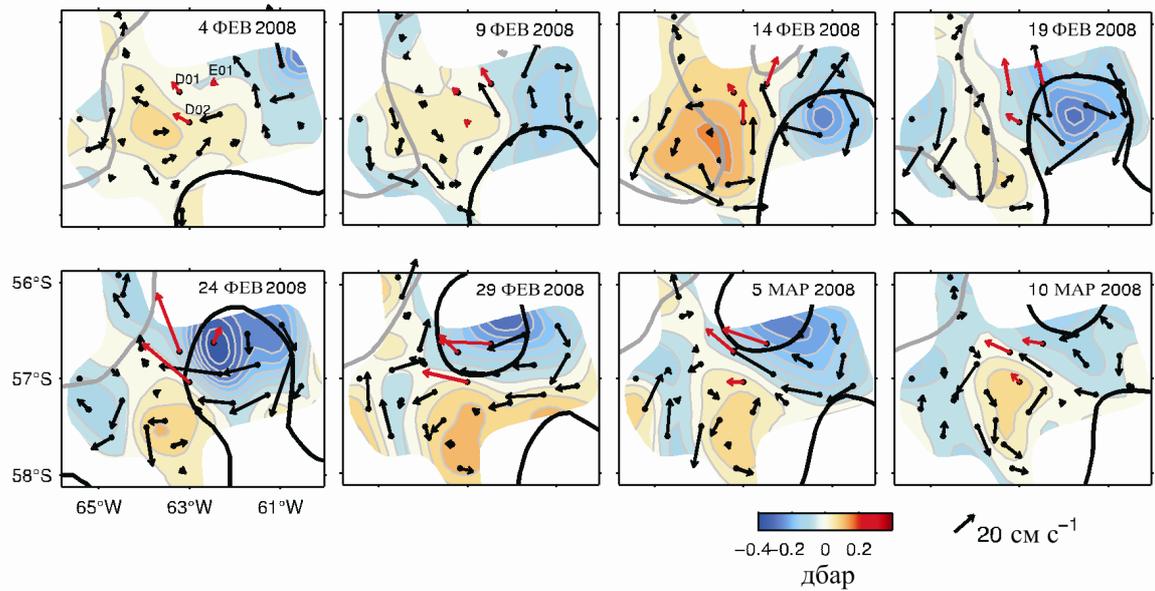


Рис. 4.10. Распределения возмущения давления (шаг между изолиниями 0.04 дб) и векторов скорости геострофического течения (масштаб показан) на горизонтальной поверхности вблизи океанского дна (глубина дна около 4 км) в феврале-марте 2008 года в западной части котловины Яган в проливе Дрейка (следует сопоставить географические координаты на рис. 4.9 и 4.10) [Chereskin et al., 2009]. Черные и серые жирные линии показывают соответственно положения Южного Полярного и Субантарктического фронтов в приповерхностном слое океана.

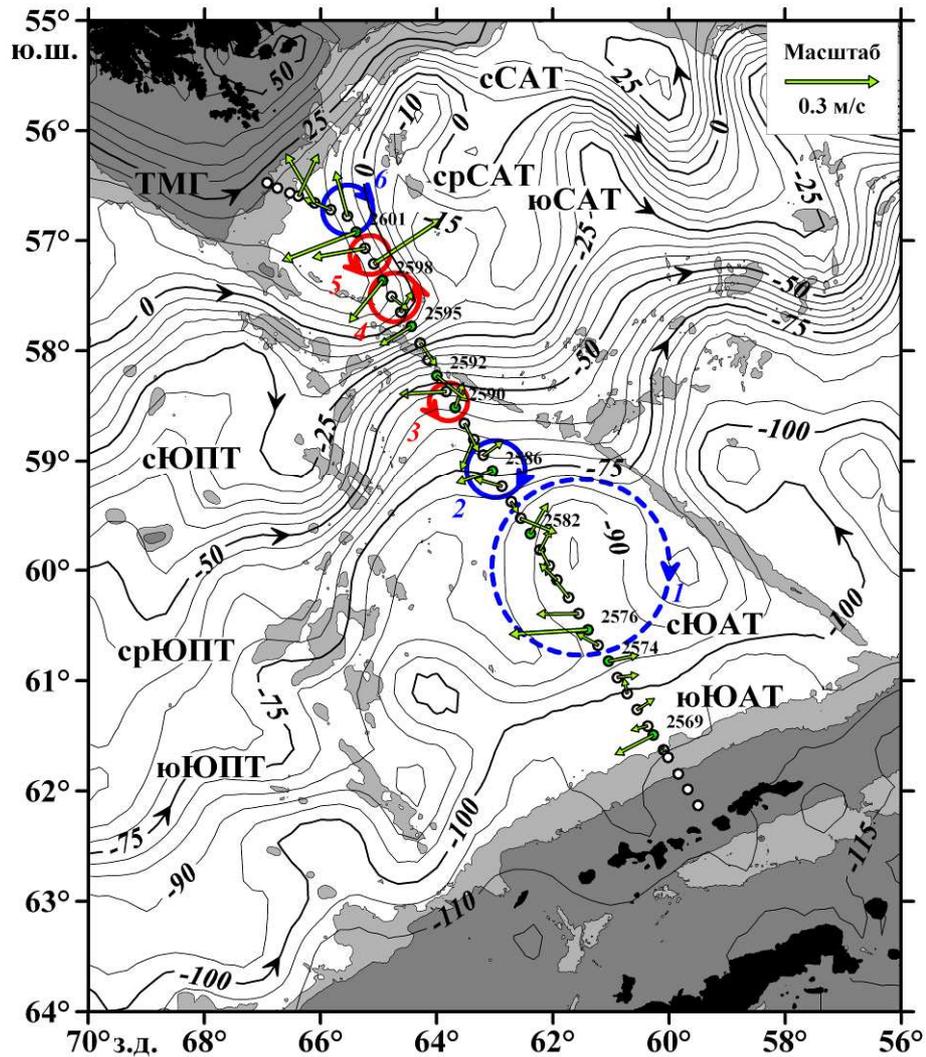


Рис. 4.11. Динамическая топография (в см) поверхности океана в проливе Дрейка 02.11.2011 по данным спутниковой альтиметрии агентства CLS (DT-Global-MADT-Upd product, <http://aviso.oceanobs.com>). Показаны также расположение станций гидрофизического разреза 28.10–04.11.2011, векторы скорости течения (масштаб приведен) на горизонте 3000 м согласно сглаженным по глубине LADCP (погружаемый акустический доплеровский профилометр течения) данным этого разреза, а также ориентировочные положения и номера (ср. с рис. 4.12) пяти циклонических и антициклонических синоптических абиссальных вихрей и одного циклонического абиссального круговорота [Кошляков и др., 2012]. ТМГ, сСАТ, срСАТ, юСАТ, сЮПТ, срЮПТ, юЮПТ, сЮАТ и юЮАТ – соответственно Течение мыса Горн; северные, средние и южные струи Субантарктического и Южного полярного течений; северная и южная струи Южного антарктического течения. Показаны изобаты 1000 и 3000 м.

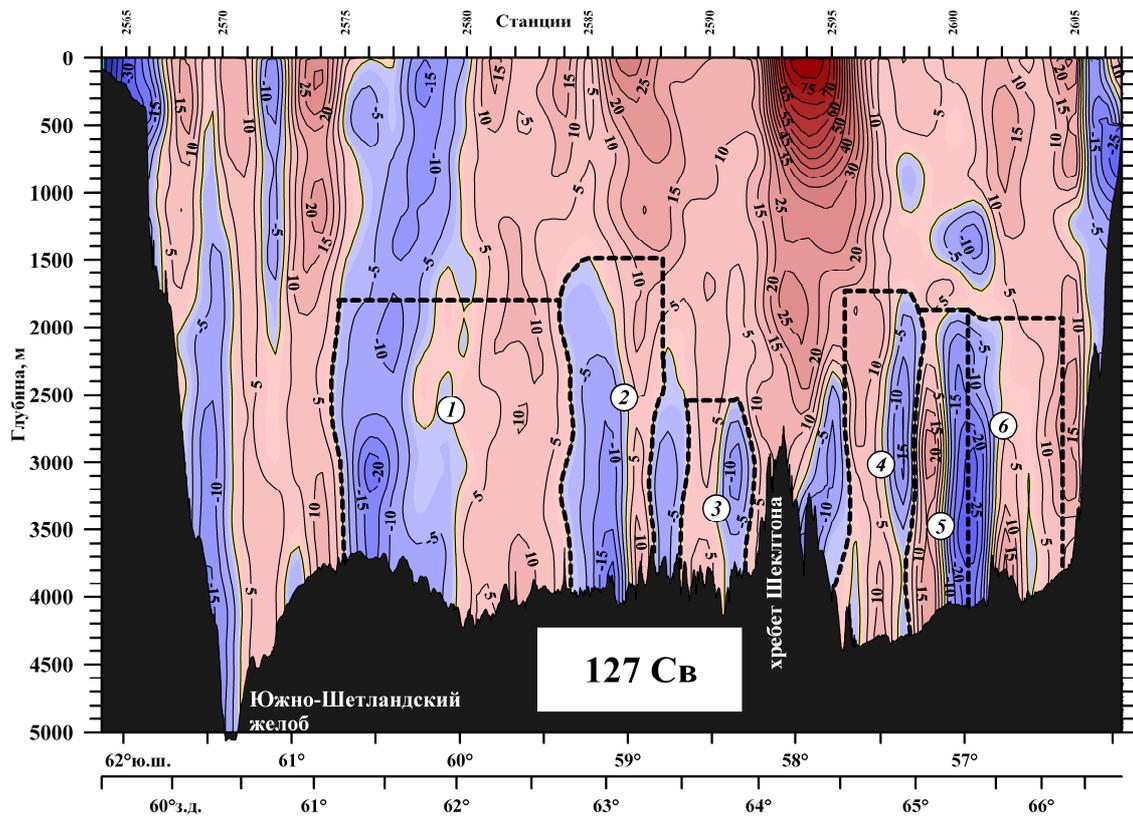


Рис. 4.12. Распределение нормальной к разрезу 28.10–04.11.2011 (рис. 4.11) составляющей скорости течения (в см/с) согласно сглаженным по глубине LADCP данным разреза [Кошляков и др., 2012]. Красным цветом показаны участки разреза с течениями на северо-восток, синим – на юго-запад. Жирные штриховые линии и числа в кружках показывают границы и номера отдельных циклонических и антициклонических вихрей (рис. 4.11). Внизу дан общий расход воды через разрез.

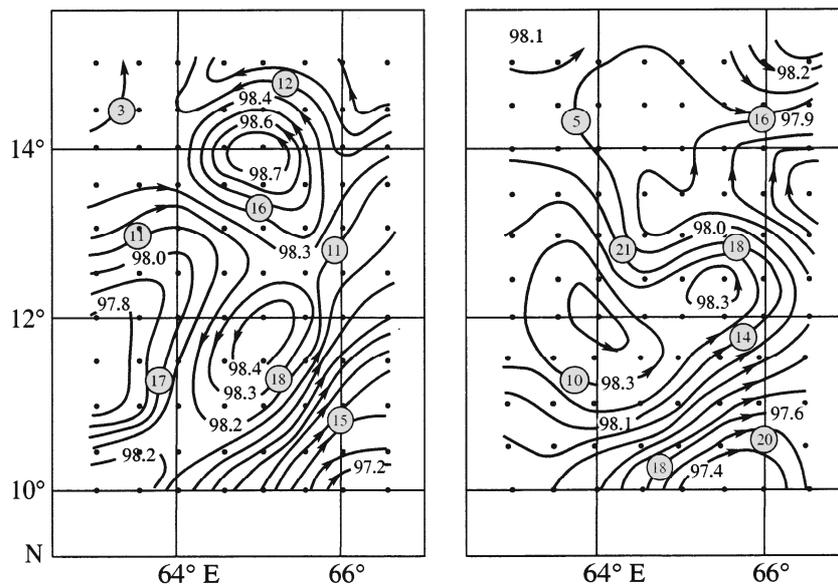


Рис. 4.13. Геоострофические течения на горизонте 150 м, рассчитанные относительно горизонта 1500 м (т.е. в условном предположении об отсутствии течения на глубине 1500 м) по данным первой (слева, 21.01–07.02. 1967) и второй (справа, 20.03–06.04.1967) гидрологических съемок района «Полигона-67» в Аравийском море [Кошляков и др., 1970]. Числа у линий тока пропорциональны весам столбов воды между горизонтами 150 и 1500 м. Числа в кружках – скорость течения в см/с. Точки – положения гидрологических станций.

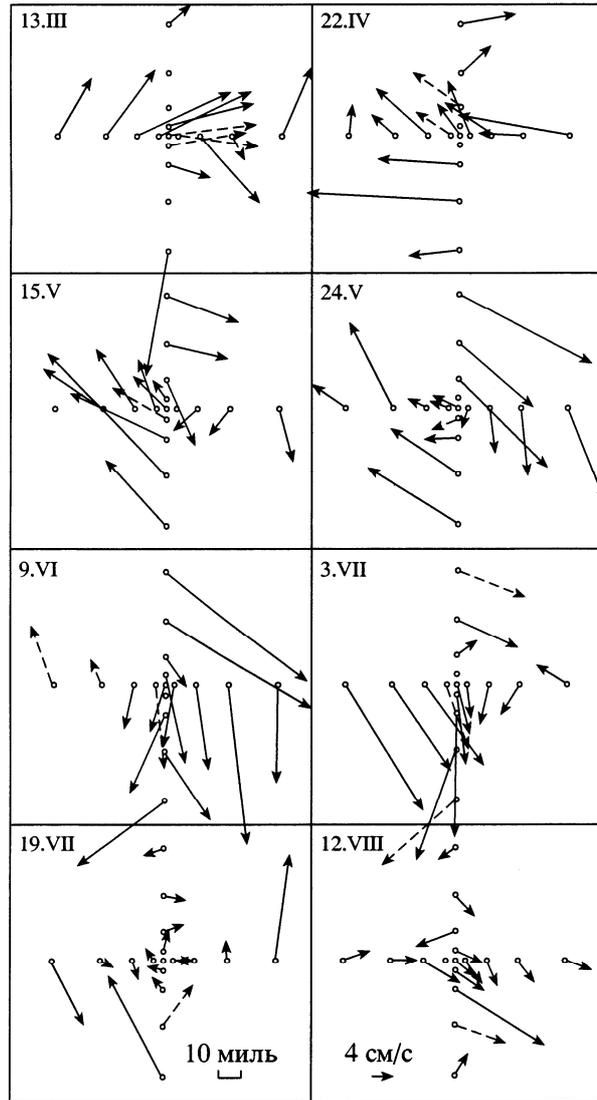


Рис. 4.14. Векторы скорости течения на глубине 400 м, полученные после отфильтровывания по времени инерционных и приливных течений, на разные даты 1970 г. по данным «Полигона-70» в Северной Атлантике (рис. 4.3) [Koshlyakov, Grachev, 1973]. Кружки – положения заякоренных автономных буйковых станций (АБС). Центр полигона – в точке $16^{\circ}30'$ с.ш., $33^{\circ}30'$ з.д. Длина каждого луча креста от его центра до крайней станции луча – 100 км. Штриховые стрелки получены интерполяцией по глубине. Отсутствие стрелки означает отсутствие данных вследствие потери АБС. Масштаб скорости дан внизу.

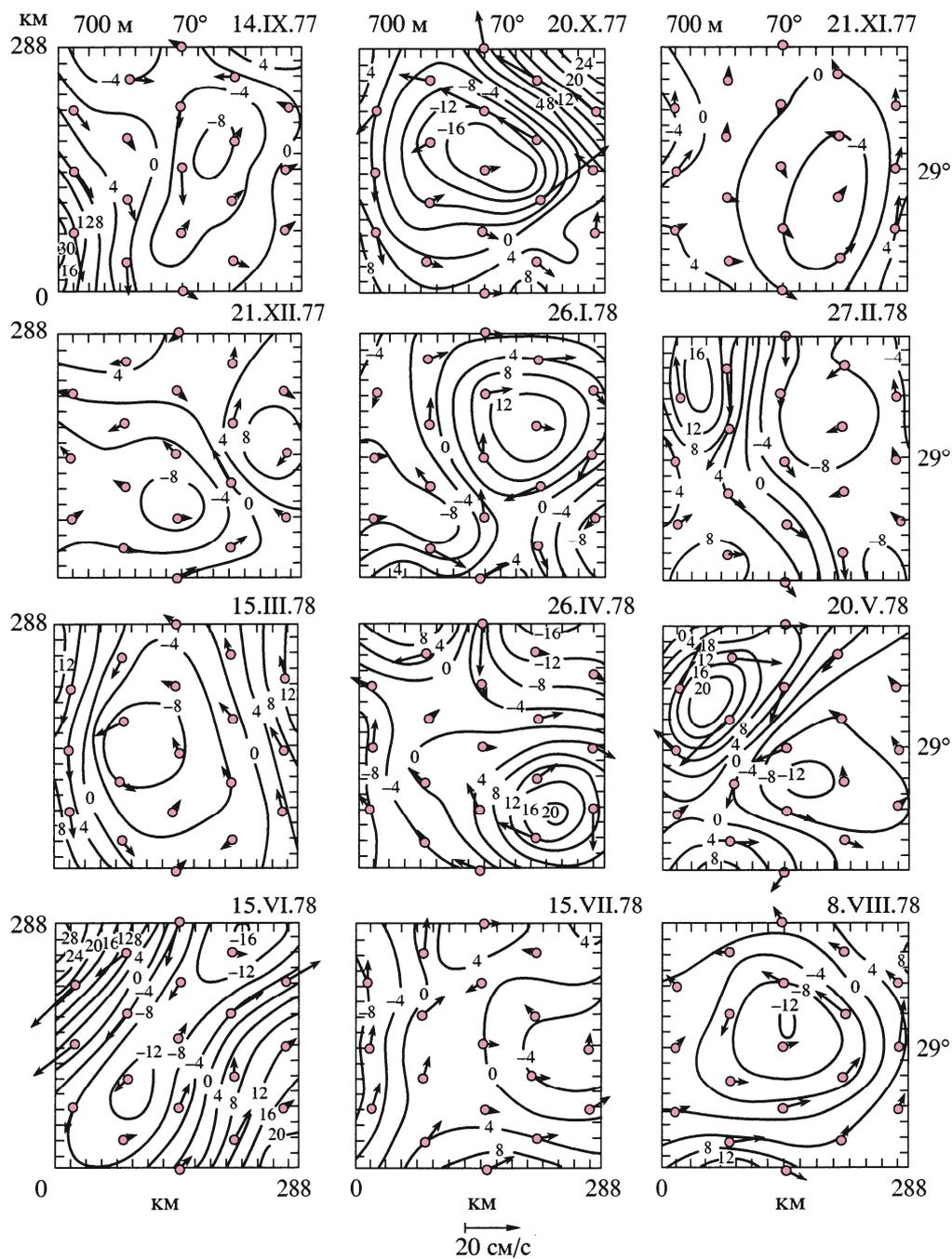


Рис. 4.15. Векторы скорости и линии тока течения на глубине 700 м по данным АБС ПОЛИМОДЕ на различные даты 1977–1978 гг. [Кошляков, 1987]. Числа у кривых – значения возмущения функции тока в $10^7 \text{ см}^2/\text{с}$. Кружки – положения АБС. Центр полигона – в точке 29° с.ш., 70° з.д.; сторона квадрата 288 км. Масштаб скорости дан внизу.

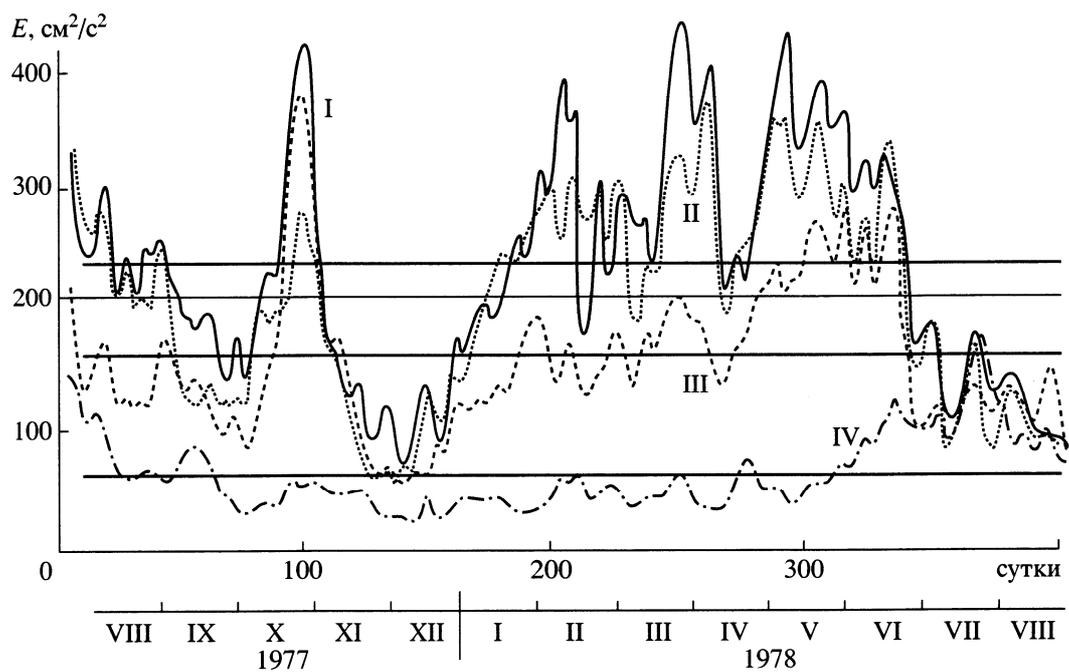


Рис. 4.16. Ход по времени удельной кинетической энергии синоптических вихрей, усредненной по всем АБС ПОЛИМОДЕ, на горизонтах 100(І), 400(ІІ), 700(ІІІ) и 1400 м (ІV) [Кошляков, 1987]. Показаны также средние за период ПОЛИМОДЕ уровни энергии на каждом горизонте.

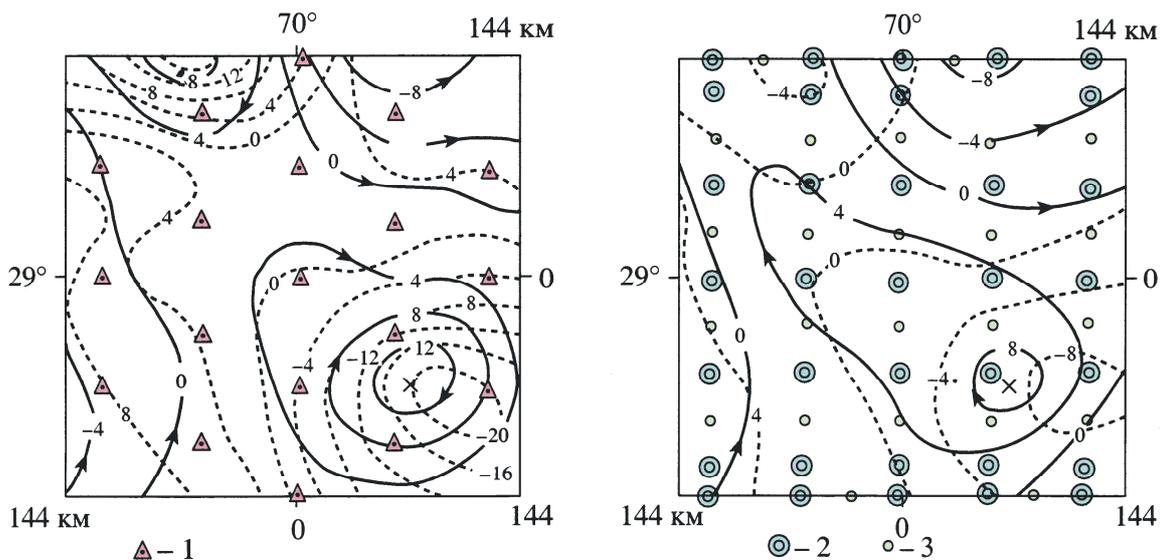


Рис. 4.17. Линии тока течения (сплошные кривые) и распределения синоптических возмущений поля плотности воды (10^{-5} г/см³, штриховые кривые) на глубине 1000 м 28.04.1978 г. на полигоне ПОЛИМОДЕ, рассчитанные по данным измерений течений (слева) и гидрологической съемки (справа) [Кошляков и др., 1984]. Возмущение функции тока в 10^7 см²/с. 1, 2, 3 – соответственно положения АБС и точек плотностного и температурного зондирования океана.

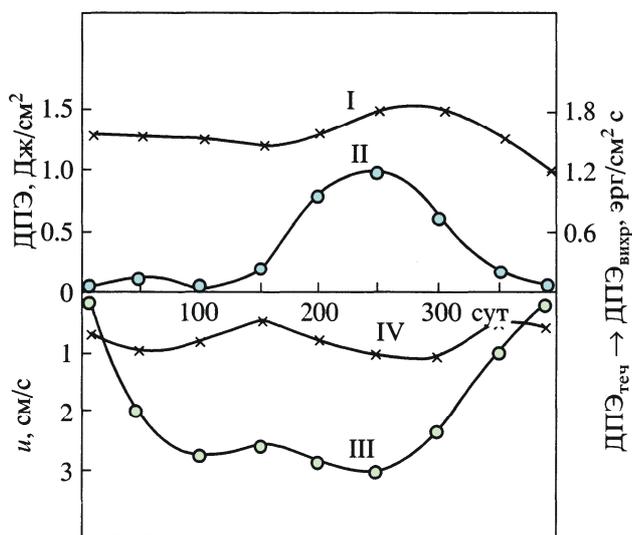


Рис. 4.18. Ход по времени усредненных по площади полигона ПОЛИМОДЕ поверхностных плотностей доступной потенциальной энергии (ДПЭ) синоптических возмущений течения (кривая I, шкала сверху слева) и скорости трансформации ДПЭ крупномасштабного течения в ДПЭ возмущений (кривая II, шкала сверху справа) в слое океана 550–1100 м. Внизу – скорость направленного с азимутом 240° (отсчет по часовой стрелке от направления на север) крупномасштабного течения на глубинах 400 м (III) и 1400 м (IV) в центре полигона [Кошляков и др., 1984]. Соотношение между порядковыми номерами суток и календарными датами дано на рис. 4.16.

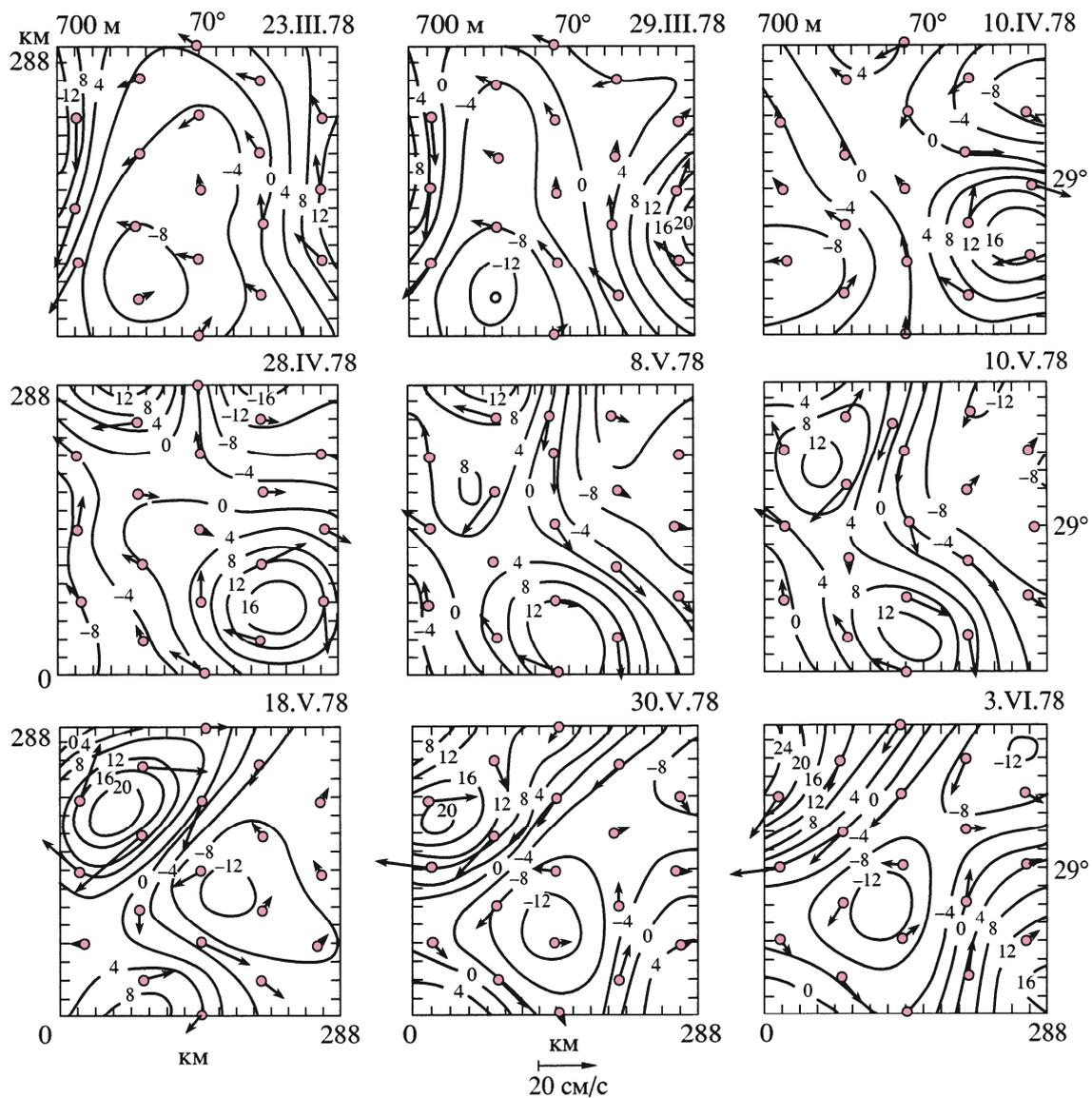


Рис. 4.19. Векторы скорости и линии тока течения на глубине 700 м на полигоне ПОЛИМОДЕ в марте-июне 1978 г. [Кошляков и др., 1980]. Возмущения функции тока в $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$.

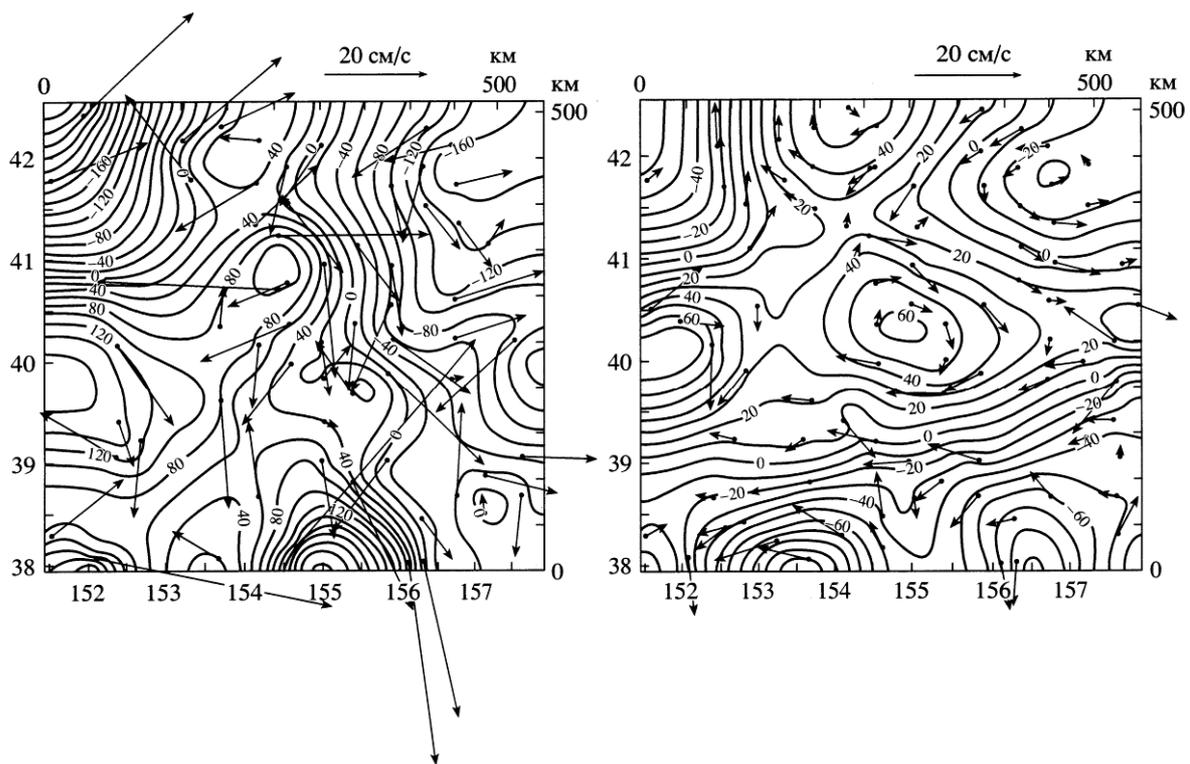


Рис. 4.20. Векторы скорости и линии тока течения (возмущение функции тока в $10^6 \text{ см}^2/\text{с}$) на глубинах 120 м (слева) и 1200 м (справа) в районе «Мегаполигона» 02 октября 1987 г. [Maximenko et al., 2001]. Точки – положения АБС. Масштаб скорости дан сверху.

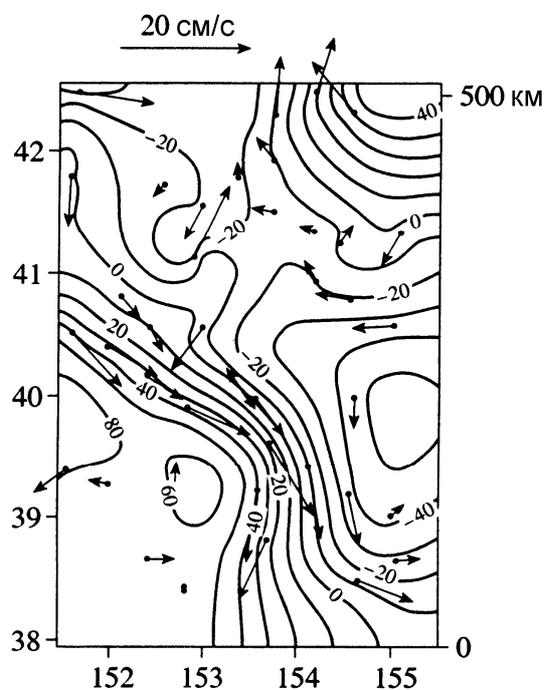


Рис. 4.21. Векторы скорости и линии тока течения на глубине 1200 м в районе «Мегаполигона» 04 сентября 1987 г. [Maximenko et al., 2010]. Остальное – как на рис. 4.20.

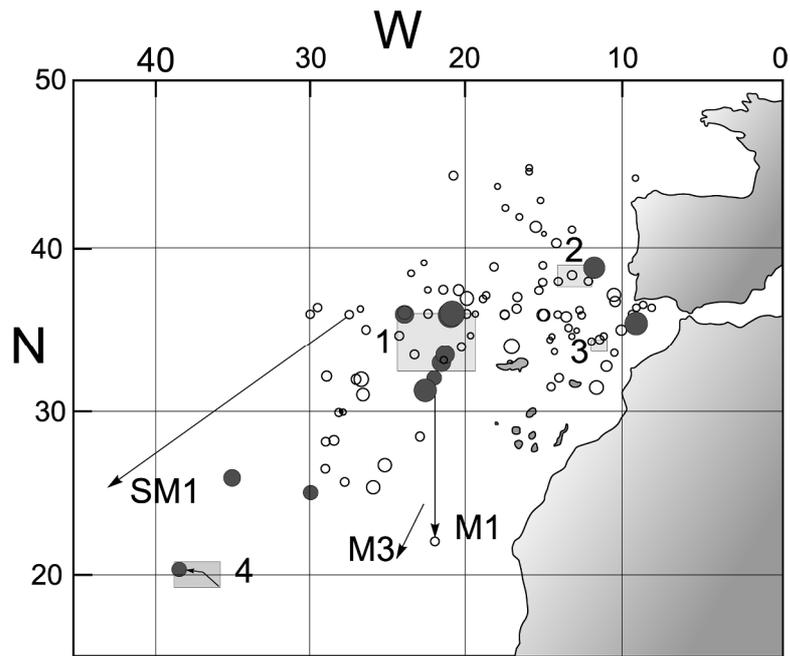


Рис. 4.22. Расположение обнаруженных средиземноморских линз в Атлантике [Filyushkin, Sokolovskiy, 2011]. Диаметр кружка пропорционален объему линзы. Зачерненные кружки – особенно крупные линзы. Показаны также районы детальных исследований линз (прямоугольники 1, 2, 3 и 4) и направления движения отдельных линз (M1, M3, SM1).

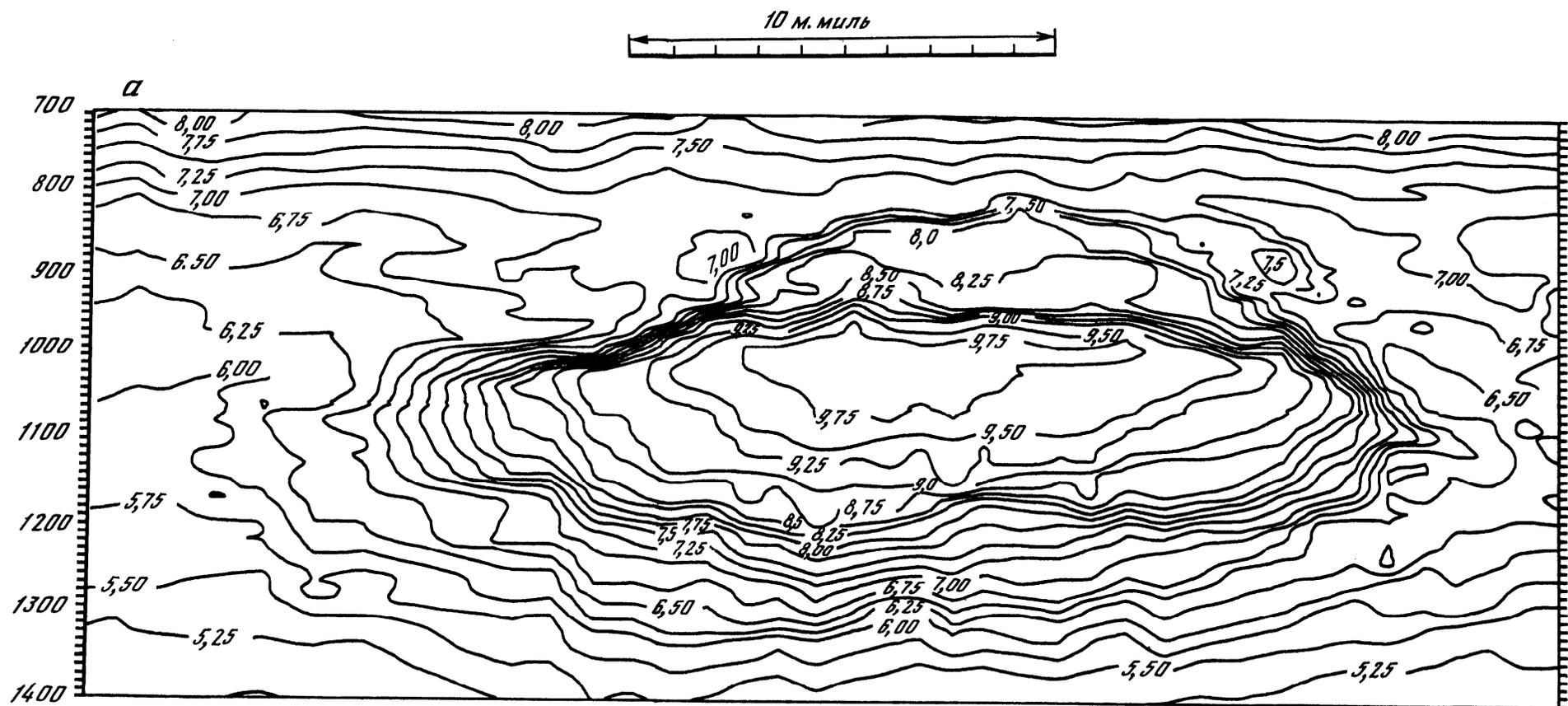


Рис. 4.23. Распределение температуры ($^{\circ}\text{C}$) на зональном разрезе через центр линзы средиземноморской воды вдоль $20^{\circ}12'$ с.ш. от $38^{\circ}35'$ з.д. (левый край разреза) до $37^{\circ}56'$ з.д., выполненном 21–22 июня 1985 г. во время эксперимента «Мезополигон» (см. рис. 4.3.) [Егорихин и др., 1987]. На верхней горизонтальной оси отложено расстояние в морских милях, на вертикальной оси – глубина в метрах.

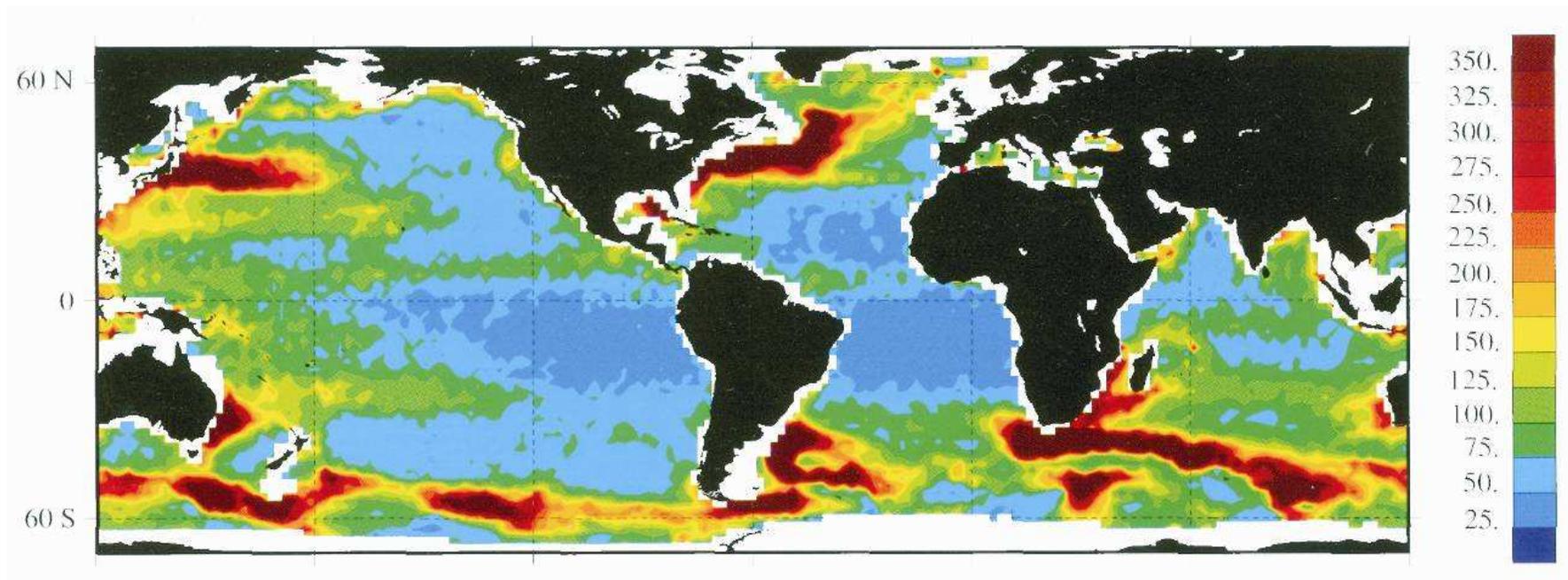


Рис. 4.24. Средняя удельная кинетическая энергия синоптических возмущений океанской циркуляции (в cm^2/s^2) в поверхностном слое океана [Wunsch, 2001].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бреховских Л.М., Кошляков М.Н., Федоров К.Н., Фомин Л.М., Ямпольский А.Д.* Полигонный гидрофизический эксперимент в тропической зоне Атлантики // Докл. АН СССР. 1971. Т. 198, № 6. С. 1434–1437.
2. *Бурков В.А.* Антарктические струи // Океанология. 1994. Т. 34, № 2. С. 169–177.
3. *Василенко В.М., Мирабель А.П.* Об особенностях вертикальной структуры глубинных течений в районе полигона эксперимента ПОЛИМОДЕ // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1980. Т. 16, № 12. С. 1326–1330.
4. *Гилл А.* Динамика атмосферы и океана. Т.1. / пер. с англ. М. : Мир. 1986. 397 с.
5. *Голивец С.В., Кошляков М.Н.* Вихреобразование на Субантарктическом фронте по данным спутниковых наблюдений и формирование Антарктической промежуточной воды // Океанология. 2004. Т. 44, № 4. С. 485–494.
6. *Грачев Ю.М., Кошляков М.Н., Михайличенко Ю.Г.* Синоптические вихри в Саргассовом море. М. : Наука, 1988. 219 с.
7. *Егорихин В.Д., Иванов Ю.А., Корт В.Г., Кошляков М.Н., Лукашев Ю.Ф., Морозов Е.Г., Овчинников И.М., Пака В.Т., Цыбанева Т.Б., Шадрин И.Ф., Шаповалов С.М.* Внутритермоклинная линза средиземноморской воды в тропической Северной Атлантике // Океанология. 1987. Т. 27. С.121–127.
8. *Каменкович В.М.* Бароклинная неустойчивость крупномасштабных течений / *Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С.* Синоптические вихри в океане. Л. : Гидрометеиздат, 1987. С. 138–160.
9. *Каменкович В.М., Монин А.С.* Основные положения термогидромеханики океана / Физика океана, т. 1: «Гидрофизика океан». М. : Наука, 1978. С. 85–112.
10. *Коняев К.В., Сабинин К.Д.* Спектральное описание синоптической изменчивости течений в океане по данным “Полигона-70” и ПОЛИМОДЕ // Изв. АН СССР. ФАО. 1981. Т. 17, № 11. С. 1191–1200.
11. *Кортаев Г.К., Коснырев В.К., Гришин Г.А., Шапиро Н.Б., Михайлова Э.Н.* Кинетика и динамика синоптической изменчивости. / Синоптические вихри в океане / отв. ред. Б.А. Нелепо. Киев : Наукова думка, 1980. С. 187–211.
12. *Кортаев Г.К., Михайлова Э.Н., Шапиро Н.Б.* Теория экваториальных противотечений в Мировом океане. Киев : Наукова думка, 1986. 204 с.
13. *Кошляков М.Н.* Вихри открытого океана / *Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С.* Синоптические вихри в океане / Ленинград: Гидрометеиздат, 1987б. С. 292–426.
14. *Кошляков М.Н., Тараканов Р.Ю.* Перенос воды через Субантарктический фронт и Глобальный океанский конвейер // Океанология. 2011. Т. 51, № 5. С. 773–787.
15. *Кошляков М.Н., Галеркин Л.И., Чьонг Динь Хиен.* О мезоструктуре геострофических течений открытого океана // Океанология. 1970. Т. 10, вып. 5. С. 805–814.
16. *Кошляков М.Н., Грачев Ю.М., Еникеев В.Х.* Кинематика поля синоптических вихрей открытого океана // Докл. АН СССР. 1980. Т. 252, № 3. С. 573–577.

17. Кошляков М.Н., Грачев Ю.М., Нечаев Д.А., Сажина Т.Г., Яремчук М.И. Энергетический режим синоптических океанских вихрей в районе ПОЛИМОДЕ // Докл. АН СССР. 1984. Т. 276, № 2. С. 484–488.
18. Кошляков М.Н., Гладышев С.В., Тараканов Р.Ю., Федоров Д.А. Течения в проливе Дрейка по данным наблюдений в октябре–ноябре 2011 г. // Океанология. 2013. Т.53, № 1. С. 5–16.
19. Линейкин П.С. Основные вопросы динамической теории бароклинного слоя моря. Л. : Гидрометеиздат, 1957.
20. Мирабель А.П., Монин А.С. Геострофическая турбулентность // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1980. Т. 16, № 10. С. 1011–1023.
21. Тараканов Р.Ю. Море Скотия и пролив Дрейка как орографический барьер для Антарктического циркумполярного течения // Океанология. 2012. Т. 52, № 2. С. 176–189.
22. Флигель Р., Бузингер Дж. Введение в физику атмосферы. М. : Мир, 1965.
23. Штокман В.Б. Теория экваториальных противотечений в океанах // Изв. АН СССР. 1946. Т. 10, № 6.
24. Штокман В.Б. Экваториальные противотечения в океанах. Л. : Гидрометеиздат, 1948, 156 с.
25. Aksenov Ye., Ivanov V.V., Nurser A.J.G., Bacon Sh., Polyakov I.V., Coward A.C., Naveira Garabato A.C., Moeller A.B. The Arctic Circumpolar Boundary Current // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. C09017, doi: 10.1029/2010JC006637.
26. Armi L., Zenk W. Large lenses of highly saline Mediterranean water // J. Phys. Oceanogr. 1984. V. 14, № 10. P. 1560–1576.
27. Chen C.T., Millero F.J. The specific volume of sea water at high pressure // Deep-Sea Res. 1976. V. 23, № 7. P. 593–612.
28. Cheney R.E. Synoptic observations of the oceanic frontal system east of Japan // J. Geophys. Res. 1977. V. 82, № 34. P. 5459–5468.
29. Chereskin T.K., Donohue K.A., Watts D.R., Tracey K.L., Firing Y.L., Cutting A.L. Strong bottom currents and cyclogenesis in Drake Passage // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. L23602, doi: 10.1029/2009 GL040940.
30. DeVries T., Primeau F. Dynamically and observation constrained estimates of water- mass distributions and ages in the Global Ocean // J. Phys. Oceanogr. 2011. V. 41, № 12. P. 2381–2401.
31. Ducet N., Le Traon P.Y. Global high-resolution mapping of ocean circulation from TOPEX/Poseidon and ERS-1 and -2 // J. Geophys. Res. 2000. V. 105, № C8. P. 19477–19498.
32. Ekman V.W. On the influence of the Earth's rotation on ocean currents // Arkiv Mat., Astron., Fys. 1905. V. 2, № 11. P. 1–53.
33. Farrell S.L., McAdoo D.C., Laxon S.W., Zwally H.J., Yi Donghui, Ridout A., Giles K. Mean dynamic topography of the Arctic Ocean // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39. L01601, doi: 10.1029/2011GL050052.
34. Filyushkin B.N., Sokolovskiy M.A. Modeling the evolution of intrathermocline lenses in the Atlantic Ocean // J. Mar. Res. 2011. V. 69, № 2–3. P. 191–220.
35. Fuglister F.C. Gulf Stream'60 // Progr. Oceanogr. 1963. V. 1. P. 265–385.

36. *Gouretski V., Koltermann K.P.* WOCE global hydrographic climatology // *Ber. Bundesamtes Seeschifffahrt Hydrogr.* 2004. V. 35. P. 1–52.
37. *Iselin C.O.D., Fuglister F.C.* Some recent developments in the study of the Gulfstream // *J. Mar. Res.* 1948. V.7, № 3. P. 317–329.
38. *Iudicone D., Speich S., Madec G., Blanke B.* The Global Conveyor Belt from a Southern Ocean perspective // *J. Phys. Oceanogr.* 2008. V. 38, № 7. P. 1401–1425.
39. *Jacket D.R., McDougall T.J.* A neutral density variable for the World's Ocean // *J. Phys. Oceanogr.* 1997. V. 27, № 2. P. 237–263.
40. *Jones E.P., Anderson L.G., Jutterstrom S., Miktrop L., Swift J.H.* Pacific freshwater, river water and sea ice meltwater across Arctic Ocean basins // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. C08012, doi: 10.1029/2007JC004124.
41. *Josey S.A., Kent E.C., Taylor P.K.* The Southampton Oceanographic Centre (SOC) Ocean-Atmosphere Heat, Momentum and Freshwater Flux Atlas. 1998. SOC Rep. № 6. Southampton, UK, 30 pp. and 52 figs.
42. *Kazmin A.S., Rienecker M.M.* Variability and frontogenesis in the large-scale oceanic frontal zones // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. №C1. P. 907–921.
43. *Kiehl J.T., Trenberth K.E.* Earth's Annual Global Mean Energy Budget // *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 1997. V. 78. P. 197–208.
44. *Koshlyakov M.N., Grachev Y.M.* Meso-scale currents at a hydrophysical polygon in the tropical Atlantic // *Deep-Sea Res.* 1973. V. 20, № 6. P. 507–526.
45. *Koshlyakov M.N., Sazhina T.G.* Water circulation and a cyclonic ring in the Gulf Stream splitting region in May-June 1990 // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99, № C7. P. 14091–14100.
46. *Kwok R., Sulsky D.* Arctic Ocean sea ice thickness and kinematics // *Oceanography.* 2010. V. 23, № 4. P. 134–143.
47. *Lagerloef G., Schmitt R., Schanze J., Hsun-Ying Kao.* The Ocean and Global water cycle // *Oceanography.* 2010. V. 23, № 4. P. 82–93.
48. *Legeckis R., Gordon A.L.* Satellite observations of the Brasil and Falkland currents – 1975 to 1976 and 1978 // *Deep-Sea Res.* 1982. V. 29, № 3A. P. 375–401.
49. *Lukas R., Firing E.* The geostrophic balance of the Pacific Equatorial Undercurrent // *Deep-Sea Res.* 1984, V. 31. P. 61–66.
50. *Lumpkin R., Speer K.* Global Ocean Meridional Overturning // *J. Phys. Oceanogr.* 2007, V. 37, № 10. P. 2550–2562.
51. *Maximenko N.A., Koshlyakov M.N., Ivanov Y.A., Yaremchuk M.I., Panteleev G.G.* Hydrophysical experiment “Megapolygon-87” in the northwestern Pacific subarctic frontal zone // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106, № C7. P. 14143–14163.
52. *McDonagh E.L., Heywood K.J., Meredith M.P.* On the structure, paths, and fluxes associated with Agulhas rings // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104, № C9. P. 21007–21020.
53. *McWilliams J.C., Robinson A.R.* A wave analysis of the POLYGON array in the tropical Atlantic // *Deep-Sea Res.* 1974. V. 21, № 5. P. 359–368.

54. *Millero F.J., Gonzales A., Ward G.K.* The density of seawater solutions at one atmosphere as a function of temperature and salinity // *J. Mar. Res.* 1976. V. 34, № 1. P. 61–93.
55. *Morozov E.G., Demidov A.N., Tarakanov R.Y., Zenk W.* Abyssal channels in the Atlantic Ocean / Ed. Weatherly G. Dordrecht: Springer, 2010. 266 p.
56. *Munk W.H.* On the wind-driven ocean circulation // *J. Meteorol.* 1950. V. 7, № 2. P. 79–93.
57. *Nilsson C.S., Cresswell G.R.* The formation and evolution of East Australian Current warm-core eddies // *Progr. Oceanogr.* 1981. V. 9. P. 133–183.
58. *Orsi A.H., Whitworth Th. III, Nowlin W.D.Jr.* On the meridional extent and fronts of the Antarctic Circumpolar Current // *Deep-Sea Res.* 1995. V. 42, № 5. P. 641–673.
59. *Ogi M., Yamazaki K., Wallace J.M.* Influence of winter and summer surface wind anomalies on summer Arctic sea ice extent // *Geophys. Res. Lett.* / *Figlister F.C.* Gulf Stream'60 // *Progr. Oceanogr.* 2010. V. 37. L07701, doi: 10.1029/2009GL042356.
60. *Perovich D.K., Richter-Menge J.A., Jones K.F., Light B.* Sunlight, water, and ice: Extreme Arctic sea ice melt during the summer of 2007 // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. L11501, doi: 10.1029/2008GL34007.
61. *Polyakov I.V., Timokhov L.A., Alexeev V.A., Bacon S., Dmitrenko I.A., Fortier L., Frolov I.E., Gascard J.-C., Hansen E., Ivanov V.V., Laxon S., Mauritzen C., Perovich D., Shimada K., Simmons H.L., Sokolov V.T., Steele M., Toole J.* Arctic Ocean warming contributes to reduced polar ice cap // *J. Phys. Oceanogr.* 2010. V. 40, № 12. P. 2743–2755.
62. *Rhines P.B.* The dynamics of unsteady currents // *The Sea.* New York: Wiley and Sons. 1977. V. 6. P. 189–318.
63. *Richardson P.L., Maillard C., Stanford T.B.* The physical structure and life history of cyclonic Gulf Stream ring Allen // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84, № C12. P. 7727–7741.
64. *Sarafanov A., Falina A., Mercier H., Sokov A., Lherminier P., Gourcuff C., Gladyshev S., Gaillard F., Daniault N.* Mean full-depth summer circulation and transports at the northern periphery of the Atlantic Ocean in the 2000s // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117, doi: 10.1029/2011JC007572.
65. *Smith S.D.* Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds // *J. Phys. Oceanogr.* 1980. V. 10. P. 709–726.
66. *Sokolov S., Rintoul S.R.* The circumpolar structure and distribution of the Antarctic Circumpolar Currents fronts. Part 1: Mean circumpolar paths // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. C11018, doi: 10.1029/2008JC005108.
67. *Stommel H.* The westward intensification of wind-driven ocean currents // *Trans. Amer. Geophys. Union*, 1948. V. 29. P. 202–206.
68. *Stommel H.* The Gulf Stream. London, 1960.
69. *Suda K.* On the dissipation of energy in the density currents (2nd paper) // *Geophys. Mag.* 1936. V. 10. P. 131–243.
70. *Sverdrup H.U.* Wind-driven currents in a baroclinic ocean with application to the equatorial currents of the eastern Pacific // *Proc. Nat. Acad. Sci. Wash.* 1947. V. 33. P. 318–326.
71. *Swallow J.C.* The “Aries” current measurements in the western North Atlantic // *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A.* 1971. V. 270, № 1206. P. 451–460.

72. The MODE Group. The Mid-Ocean Dynamics Experiment // *Deep-Sea Res.* 1978. V. 25, № 10. P. 859–910.
73. *Tomczak M., Godfrey J.S.* Regional Oceanography: An Introduction. Pergamon Press, 2002, 391 p.
74. *Tulloch R., Marshall J., Smith K.S.* Interpretation of the propagation of surface altimetric observations in terms of planetary waves and geostrophic turbulence // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. C02005, doi: 10.1029/2008JC005055.
75. *Wallace D.W.R.* Storage and transport of excess CO₂ in the oceans: the JGOFS/WOCE global CO₂ survey / *Ocean circulation and climate – observing and modeling the Global Ocean* / *Siedler. G., et al.*, eds. London : Academic Press. 2001. P. 271–302.
76. *Warren B.A.* Notes of translatory movement of current with application to Gulf Stream eddies // *Deep-Sea Res.* 1967. V. 14, № 5. P. 505–524.
77. *Wunsch C.* Objective 1 – To complete a basic description of the general circulation of the ocean // 2001 U.S. WOCE Report. 2001 U.S. WOCE Implementation Report Number 13, U.S.WOCE Office, College Station, TX. 64 p.
78. *Yasuda I., Okuda K., Shimizu Y.* Distribution and Modification of North Pacific Intermediate Water in the Kuroshio-Oyashio interfrontal zone // *J. Phys. Oceanogr.* 1996. V. 26, № 4. P. 448–465.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Абиссальные вихри С. 105–107; Рис. 4.10–4.12.
Агульясское течение С. 71, 72, 104; Рис. 3.10, 4.7.
Азорское течение С. 102; Рис. 3.10, 4.1, 4.4.
Антарктическая донная вода С. 31, 77, 78; Рис. 2.38.
Антарктическая поверхностная вода С. 77.
Антарктическая промежуточная вода С. 27, 28, 73, 74, 77; Рис. 2.12–2.16, 3.14.
Антарктическое циркумполярное течение С. 28, 29, 72, 73, 78, 104, 106, 113;
Рис. 3.10, 3.15, 3.24.
Арктическая глубинная вода С. 31, 74; Рис. 2.36, 2.37.
Атлантическая промежуточная вода С. 15, 16, 30, 74; Рис. 2.10, 2.11, 2.34–2.36.
Бароклинная неустойчивость течения С. 101, 109, 110, 112; Рис. 4.16–4.18.
Баротропизация вихрей С. 110, 112; Рис. 4.16.
Бенгельское течение С. 25, 29; Рис. 3.10.
Боковое (горизонтальное) турбулентное трение С. 70, 71; Рис. 3.7, 3.8.
Бразильское течение С. 72, 105; Рис. 3.10, 4.9.
Верхний перемешанный слой С. 29; Рис. 2.23, 2.24.
Верхняя циркумполярная глубинная вода С. 77.
Ветровое перемешивание С. 10, 29.
Ветровое течение С. 69; Рис. 3.3–3.5.
Внутренние моря С. 5; Рис. 1.1.
Внутритропическая зона конвергенции С. 26; Рис. 2.4, 2.5.
Возраст воды С. 78; Рис. 3.27.
Волна Россби С. 108, 110, 112–113.
Восточно-Австралийское течение С. 72, 104, 105; Рис. 3.10, 4.8.
Восточно-Гренландское течение С. 29; Рис. 3.10, 3.17, 3.20.
Гвианское течение С. 72; Рис. 3.10.
Геострофическая турбулентность С. 70, 108, 110, 112.
Геострофическое течение С. 69, 71, 76–78; Табл. 3.1; Рис. 3.4, 3.9,
3.12–3.14, 3.15, 3.17, 3.23–3.25, 4.1, 4.4,
4.6–4.9, 4.11, 4.13.
Главный пикноклин С. 27, 31, 108; Рис. 2.11, 2.39.
Главный термоклин С. 30, 111; Рис. 2.29–2.32.
Главный халоклин С. 27, 30; Рис. 2.10, 2.12–2.14.
Глобальный океанский конвейер С. 74–78; Табл. 3.1; Рис. 3.18, 3.19.
Глубинное западное пограничное течение С. 29, 77, 78; Рис. 3.20, 3.24, 3.25.
Глубоководные желоба С. 6; Рис. 1.2.
Гольфстрим С. 25, 26, 71, 72, 101–103; Рис. 2.2, 3.10,
4.1–4.5.
Градиентное течение С. 67, 68; Рис. 3.3, 3.4.
Динамическая топография С. 71; Рис. 3.12–3.14, 3.17, 3.24, 3.25, 4.1,
4.4, 4.6–4.9, 4.11, 4.13.
Доступная потенциальная энергия С. 101, 109; Рис. 4.17, 4.18.
Закон постоянства солевого состава С. 6, 7; Табл. 1.1.
Занзибарское течение С. 72; Рис. 3.10, 3.11.
Западно-Шпицбергенское течение С. 15, 25, 29, 30, 74; Рис. 2.2, 3.10, 3.17,
3.20.
Западные ветры умеренных широт С. 65, 67; Рис. 3.1, 3.2.

- Западный пограничный слой С. 70, 71; Рис. 3.7–3.9.
Индоокеанская глубинная вода С. 77.
Ирмингера течение С. 29, 74; Рис. 3.10, 3.20.
Калифорнийское течение С. 26, 29; Рис. 3.10.
Канадский круговорот С. 74; Рис. 3.17.
Канарское течение С. 29; Рис. 3.10.
Касательное напряжение ветра С. 65, 67; Рис. 3.1, 3.2.
Кинетическая энергия вихрей С. 109, 113; Рис. 4.16, 4.24.
Кислород С. 6–8; Табл. 1.2; Рис. 1.4.
Конвекция С. 27, 29, 31, 74; Рис. 2.23, 2.24.
Контактный теплообмен на поверхности океана С. 24, 25.
Коэффициент вертикального турбулентного трения С. 66.
Курисио С. 25, 28, 71, 72, 101, 103–105, 111;
Рис. 2.2, 3.10, 4.6.
Лабрадорское течение С. 26, 29; Рис. 3.10.
Линзы средиземноморской воды С. 113; Рис. 4.22, 4.23.
Ложе океана С. 5; Рис. 1.2, 1.3.
Масштаб Райнса С. 110, 112.
Масштаб Россби С. 102, 109, 110, 112.
Материковый склон С. 5; Рис. 1.2, 1.3.
Мегаполигон С. 111–113; Рис. 4.20, 4.21.
Межпассатные противотечения С. 72; Рис. 3.10, 3.15.
Мезополигон С. 113; Рис. 4.23.
Минданао течение С. 72; Рис. 3.10.
Многолетний лед С. 13, 15; Рис. 1.7, 1.8.
Молекулярные свойства морской воды С. 12; Табл. 1.5.
Муссоны С. 73; Рис. 3.1, 3.2.
Нейтральная плотность воды С. 27, 67, 71, 76; Рис. 2.12–2.20, 2.39,
3.22.
Нижняя циркумполярная глубинная вода С. 29, 31, 77, 78; Рис. 2.19, 2.20, 2.38.
Норвежское течение С. 26, 29; Рис. 3.10, 3.20.
Ойясио С. 28, 103, 104, 111; Рис. 3.10, 4.6,
4.20.
Отрицательная вязкость С. 102, 104.
Парниковый эффект С. 8, 25.
Пассатные течения С. 25, 73, 108; Рис. 3.10, 3.11, 3.12,
3.15.
Пассаты С. 65, 67; Рис. 3.1, 3.2.
Перенос скрытого тепла С. 24.
Полигон-67 С. 107; Рис. 4.13.
Полигон-70 С. 107, 108; Рис. 4.14.
Поперечная неравномерность ветра С. 67–69, 72; Рис. 3.3–3.5, 3.15.
Потенциальная завихренность С. 105, 106.
Потенциальная плотность воды С. 11.
Потенциальная температура воды С. 11.
Проходы в подводных хребтах С. 78; Табл. 3.2, Рис. 3.26.
Рассол С. 13.
Результирующее испарение С. 25; Рис. 2.4, 2.5.

Результирующий поток тепла на поверхности океана	С. 25; Рис. 2.2., 2.3.
Рециркуляция Гольфстрима	С. 108–110; Рис. 3.10, 4.1, 4.18.
Речной сток	С. 27; Рис. 2.6–2.11.
Северный полярный фронт	С. 30, 72; Рис. 2.12, 2.14, 2.27, 2.29, 2.31, 2.39, 3.10;
Северо-Атлантическая глубинная вода	С. 29, 77, 78; Рис. 2.12, 2.19, 2.20.
Северо-Атлантическое течение	С. 26, 29, 102; Рис. 3.10, 3.20, 4.1, 4.4.
Северо-Тихоокеанская промежуточная вода	С. 28, 73, 77; Рис. 2.14.
Северо-Тихоокеанское течение	С. 103; Рис. 3.10, 3.15, 4.6.
Сезонный лед	С. 15; Рис. 1.7, 1.8.
Сезонный термоклин	С. 29; Рис. 2.25, 2.26.
Соленость морского льда	С. 13, 14.
Сомалийское течение	С. 72; Рис. 3.10, 3.11, 3.12.
Средиземноморская промежуточная вода	С. 28, 29; Рис. 2.12, 2.17, 2.18.
Статическая устойчивость океана	С. 11.
Субантарктический фронт	С. 5, 27, 28, 30, 72, 74–75, 104; Табл. 3.1; Рис. 2.12–2.14, 2.16, 2.29–2.31, 2.39, 3.10, 3.21–3.23, 4.10.
Субантарктическое течение	С. 28, 75, 104–106; Рис. 4.7, 4.8, 4.9, 4.11.
Субарктический фронт	С. 28, 30, 72, 74, 111; Рис. 2.12, 2.14, 2.29, 2.31, 2.39, 3.10.
Температура замерзания морской воды	С. 9, 10; Рис. 1.5.
Температура наибольшей плотности морской воды	С. 9, 10; Рис. 1.5.
Тепловой баланс атмосферы, океана и суши	С. 24, 25; Рис. 2.1.
Теплоемкость морского льда	С. 13, 14; Табл. 1.6.
Теплоемкость морской воды	С. 11; Табл. 1.4.
Теплота плавления морского льда	С. 14; Табл. 1.7.
Тихоокеанская глубинная вода	С. 77.
Трансарктическое течение	С. 74; Рис. 3.17.
Углекислый газ	С. 6–8; Табл. 1.2.
Удельный объем морского льда	С. 14; Рис. 1.6.
Уравнение состояния морской воды	С. 8, 9; Табл. 1.3.
Условная плотность морской воды	С. 9; Табл. 1.3.
Фолклендское течение	С. 26, 105; Рис. 3.10, 4.9.
Циркумполярная донная вода	С. 31, 77, 78; Рис. 2.38.
Частота Вайсяля	С. 31; Рис. 2.40.
Чилийско-Перуанское течение	С. 25, 29; Рис. 3.10.
Чисто дрейфовое течение	С. 66, 71–73, 77; Рис. 3.3, 3.4, 3.15.
Шельф	С. 5; Рис. 1.2, 1.3.
Широтное изменение параметра Кориолиса	С. 69, 71, 112; Рис. 3.7.
Экваториальное подповерхностное противотечение	С. 73; Рис. 3.16.
Экваториальное противотечение	С. 73; Рис. 3.11.
Экваториальное течение	Рис. 3.10, 3.11.
Эксперимент ПОЛИМОДЕ	С. 108–111; Рис. 4.15–4.19.
Южное антарктическое течение	С. 104–106; Рис. 4.7, 4.8, 4.9, 4.11.
Южное полярное течение	С. 104–106; Рис. 4.7, 4.8, 4.9, 4.11.
Южно-Тихоокеанская зона конвергенции	С. 26; Рис. 2.4.
Южный полярный фронт	С. 72, 104; Рис. 3.10, 4.10.

Учебное издание

Кошляков Михаил Николаевич
Тараканов Роман Юрьевич

**ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИЧЕСКУЮ
ОКЕАНОГРАФИЮ**

Редакторы: *В.А. Дружинина, Н.Кобзева.*
Корректор *И.А. Волкова*
Компьютерная верстка *Н.Е. Кобзева, Е.А. Казеннова*

Подписано в печать 25.09.2014. Формат 60 × 88 ¹/₈. Усл. печ. л. 17,75.
Уч.-изд. л. 16,8. Тираж 100 экз. Заказ №

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Московский физико-технический институт (государственный университет)»
141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
E-mail: rio@mail.mipt.ru

Отпечатано в полном соответствии с предоставленным оригиналом-макетом
ООО Печатный салон «Шанс»
125412, г. Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2

Для заметок