

ISBN 978-5-6048608-7-8



9 785604 860878

**ТЕРМОХАЛИННАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ
В АТЛАНТИЧЕСКОМ ОКЕАНЕ**

**Аверьянова Е.А.
Полонский А.Б.**



Аверьянова Е.А., Полонский А.Б.

**Термохалинная циркуляция в
Атлантическом океане и
изменения климата**

Севастополь

2023

УДК 551.465, 551.583

A 19

Аверьянова Е.А., Полонский А.Б.

A19 Термохалинная циркуляция в Атлантическом океане и изменения климата монография / Аверьянова Е.А., Полонский А.Б. – С.: ИК ИПТС, 2023 – 244 с.

В монографии исследован вопрос о множественности циркуляционных режимов меридиональной циркуляции в Атлантике, рассмотрены основные механизмы, отвечающие за формирование и устойчивость меридиональной циркуляционной ячейки; описаны процессы формирования глубинных и придонных водных масс; приведена обобщенная оценка интенсивности меридиональной циркуляции в Атлантике, исследована ее взаимосвязь с Атлантической мультидекадной осцилляцией. Подробно исследуется изменчивость основных факторов, контролирующих термохалинную циркуляцию, – потоков тепла и пресных вод.

Сделан вывод о том, что возникновение термохалинной катастрофы в современную климатическую эпоху крайне маловероятно.

Книга может быть рекомендована в качестве учебного пособия студентам и аспирантам гидрометеорологических специальностей, специалистам, начинающим исследования в данной области наук о Земле.

**Рецензенты: д. физ.-мат. наук Зеленко А.А.,
д. геогр. наук, профессор Ломакин П.Д.**

Утверждено к печати Ученым советом Института природно-технических систем 7 декабря 2023 г.

DOI 10.33075/978-5-6048608-7-8

ISBN 978-5-6048608-7-8

Рисунок на обложке заимствован с сайта:

https://www.allmystery.de/i/t1fe416023_Atlantic_Conveyor_new_2_transparent.png

© Е.А. Аверьянова., А.Б. Полонский, 2023

СОДЕРЖАНИЕ

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ.....	7
ВВЕДЕНИЕ.....	13
ГЛАВА 1 ТЕРМОХАЛИННАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ И ЕЕ РОЛЬ В КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ.....	15
1.1 Основные особенности меридиональной циркуляции в Атлантическом океане.....	15
1.2 Основные механизмы, контролирующие МЦА.....	19
1.3 Североатлантические глубинные водные массы.....	27
1.4 Антарктические придонные водные массы	29
1.5 Оценка интенсивности МЦА по данным прямых измерений.....	34
1.6 Резкие климатические изменения в прошлом и их связь с режимами ТХЦ.....	37
1.7 Влияние меридиональной циркуляции в Атлантическом океане на климатическую систему.....	43
ГЛАВА 2 КЛИМАТИЧЕСКАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ФАКТОРОВ, КОНТРОЛИРУЮЩИХ ТЕРМОХАЛИННУЮ ЯЧЕЙКУ.....	53
2.1 Изменчивость потоков тепла и пресных вод на акватории Атлантического океана.....	53
2.1.1 Характеристика материала, использованного для оценки изменчивости турбулентных потоков тепла и пресных вод. Методика его обработки.....	53
2.1.2 Баланс тепла в Атлантическом океане.....	54
2.1.3 Турбулентные потоки тепла и их изменчивость	57

2.1.3.1 Особенности пространственного распределения турбулентных потоков тепла.....	61
2.1.3.2 Особенности распределения трендов суммарных турбулентных потоков тепла.....	63
2.1.3.3 Низкочастотная изменчивость турбулентных потоков тепла.....	66
2.1.4 Баланс пресных вод в Атлантическом океане.....	73
2.1.5 Изменчивость потоков пресных вод, определяемых разностью осадков и испарений на акватории Атлантического океана.....	74
2.1.5.1 Особенности пространственного распределения средних потоков пресной воды, определяемых разностью осадков и испарений через поверхность океана	75
2.1.5.2 Особенности пространственного распределения трендов потоков пресной воды через поверхность океана, определяемых как разность осадков и испарений	78
2.1.5.3 Низкочастотная изменчивость потоков пресной воды через поверхность океана, определяемых как разность осадков и испарений.....	80
2.1.5.4 Изменчивость объема морского льда, наземного оледенения и потока пресных вод, обусловленного изменением континентального речного стока.....	83
2.2 Изменчивость характеристик Североатлантических глубинных вод в местах их формирования	87
2.2.1 Материал, использованный для оценки изменчивости термохалинных характеристик вод в	

северной части Северной Атлантики, методика его обработки	87
2.2.2 Основные тенденции изменчивости температуры и солености в северной части Северной Атлантики.....	88
2.2.3 Низкочастотная изменчивость термохалинных характеристик вод в северной части Северной Атлантики..	93
ГЛАВА 3 МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОХАЛИННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ.....	108
3.1 О моделировании циркуляции океана в рамках моделей различной степени сложности.....	108
3.2 О моделировании океанической циркуляции с использованием боксовых моделей.....	109
3.2.1 Общие сведения о боксовых моделях.....	109
3.2.2 Полусферные боксовые модели.....	115
3.2.3 Межполусферные боксовые модели ТХЦ.....	125
3.3 Четырехбоксовая модель ТХЦ в Северной Атлантике...	138
3.3.1 Первая серия экспериментов.....	138
3.3.1.1 Описание модели и параметров, используемых в первой серии экспериментов.....	138
3.3.1.2 Стационарные (равновесные) решения.....	142
3.3.1.3 Нестационарные решения.....	146
3.3.1.3.1 Линейный случай.....	146
3.3.1.3.2 Решение нестационарной задачи в случае, когда используется форсинг в виде мгновенных внешних возмущений.....	152
3.3.2 Вторая серия экспериментов.....	158

3.3.2.1 Особенности системы уравнений боксовой модели, используемой во второй серии экспериментов.....	158
3.3.2.2 Подбор параметров модели для второй серии экспериментов.....	159
3.3.2.3 Стационарные (равновесные) решения.....	164
3.3.2.4 Нестационарные решения.....	167
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	174
ПРИЛОЖЕНИЕ А.....	177
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	183
СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ.....	241

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

AIW	Антарктические промежуточные водные массы
AMOC	Атлантическая меридиональная циркуляция
BFZ	Зона разлома Байт
CDW	Циркумполярные глубинные воды
CGFZ	Зона разлома Чарли-Гиббса
CMIP5	Международный проект по сравнению глобальных совместных климатических моделей, фаза 5
CMIP6	Международный проект по сравнению глобальных совместных климатических моделей, фаза 6
CLM3	Модель Земли, версия 3
COADS	Исчерпывающий набор данных об океане и атмосфере
DSOW	Северо-западная глубинная вода
DWBC	Западное глубинное пограничное течение
E	Испарения
ECMWF	Европейский центр среднесрочных прогнозов
EC	Модель, учитывающая нестандартную обратнопропорциональную зависимость интенсивности термохалинной циркуляции от градиентов плотности
EIS	Северо-западная глубинная вода восточной части моря Ирмингера
DSOW	Северо-западная глубинная вода
EMT	Обратная связь за счет переноса влаги атмосферными бароклинными вихрями
ERA-40	Европейский атмосферный реанализ Европейского центра среднесрочных прогнозов за 40 лет
ERA5	Европейский атмосферный реанализ 5го поколения Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды
ERA-Interim	Промежуточный реанализ Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды

ETOPO2	Данные глобальной цифровой модели рельефа, версия 2
FSC	Воды, проходящие через Фареро-Шетландские пороги
GECCO	Немецкий проект по оценке циркуляции и климата океана
GSSTF2	Массив Годдарда, содержащий данные о поверхностных турбулентных потоках, полученных на основе спутниковых наблюдений, версия-2
GSW	Океанографический набор инструментов Gibbs-SeaWater (Пакет Гиббса для морской воды) для Матлаба
H	Турбулентные явные потоки тепла
HadCM3	Совместная модель общей циркуляции атмосферы и океана центра Хэдли Метеорологической службы Великобритании, версия 3
Had GEM-3	Глобальная модель окружающей среды центра Хэдли Метеорологической службы Великобритании, версия 3
HOAPS	Набор данных по потокам и другим характеристикам океана и атмосферы института Гамбурга, полученным с использованием данных спутниковых наблюдений
IPCC	Межправительственная группа экспертов по изменению климата
ISOW	Водные массы, формирующиеся после перетекания через Исландско-Шетландские пороги, северо-восточная глубинная вода
ISW	Воды, сформированные вблизи шельфовых ледников
LE	Турбулентные скрытые потоки тепла
LNADW	Нижняя североатлантическая глубинная водная масса
LW	Длинноволновая радиация
MAABW	Модифицированная антарктическая придонная водная масса

MERRA2	Набор данных реанализа современной эпохи для исследований и прикладных задач, версия 2
MOVE	Международный эксперимент по оценке изменчивости интенсивности меридиональной циркуляции
NCEP/ NCAR	Реанализ Национального центра прогнозов состояния окружающей среды / Национального центра атмосферных исследований США
NCEP-R2	Реанализ Национального центра прогнозов состояния окружающей среды, версия 2
NEADW	Северо-восточная глубинная вода
NSAIW	Глубинные воды Норвежского моря и арктические промежуточные воды, проходящие через Фареро-Шетландские пороги
OAFflux	Набор данных проекта, в котором усваиваются данные нескольких массивов по потокам на границе океан – атмосфера
ORA-S3	Океанический реанализ 3 Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды
OSNAP	Программа по оценке интенсивности меридиональной циркуляции в субполярной части Северной Атлантики
RAPID/ MOCHA	Эксперимент по изучению изменчивости меридиональной циркуляции в Северной Атлантике/массив данных о потоках тепла
SAM	Антарктическое колебание
SAMBA	Эксперимент по изучению интенсивности Атлантической меридиональной циркуляции в южной Атлантике, разрез на котором проводятся измерения в этом эксперименте на 34,5° ю.ш.
SEI	Воды, проходящие через западную часть Исландско-Шетландских порогов в Исландский бассейн
SROCC	Специальный отчет Межправительственной группы экспертов по изменению климата
TEOS10	Международное термодинамическое уравнение состояния морской воды – 2010

TSAA	Планируемый к реализации в будущем постоянный разрез на 11° ю. ш., цель которого – оценка интенсивности меридиональной циркуляции
SW	Коротковолновая радиация
UNADW	Верхняя североатлантическая глубинная водная масса
UTC	Всемирное координированное время
WDW	Теплые глубинные водные массы моря Уэддела, являются модифицированными водами Антарктического циркумполярного течения
WIS	Северо-западная глубинная вода западной части
DSOW	моря Ирмингера
WOCE	Эксперимент по изучению циркуляции Мирового океана
WSBW	Донные воды моря Уэдделла
WSDW	Глубинные воды моря Уэдделла
АДВ (AABW)	Антарктическая придонная водная масса
АМО	Атлантическая мультидекадная осцилляция
АПВ	Арктическая промежуточная водная масса
АЦТ	Антарктическое циркумполярное течение
ВЗК	Внутритропическая зона конвергенции
ВКС	Верхний квазиоднородный слой
вЛВ, нЛВ, кЛВ	Верхние, нижние, классические лабрадорские водные массы
ВРЧГ (или GFZW)	Водная масса разлома Чарли-Гиббса
ВФБ (FBC)	Воды Фарерской банки: поток, проходящий через наиболее глубокую часть Гренландско-Шетландского хребта – канал Фарерской Банки
ВЦ	Ветровая циркуляция
ГПЭ	Гравитационная потенциальная энергия
Д/О- осцилля- ции	Осцилляции Дансгора – Эшгера

Д/О-события	События Дансгора – Эшгера
е.п.с., psu	Единицы практической солености
ЗГПТ	Западное глубинное пограничное течение
ИПВ	Исландская промежуточная водная масса
КЛ	Климатический
ЛВ (LSW)	Лабрадорская водная масса
ЛН	Линейный(ое)
МВИВ	Модифицированная восточно-исландская вода
МГЭИК	Межправительственная группа экспертов по изменению климата
МОЦО	Модели общей циркуляции океана
МПТ	Меридиональный перенос тепла
МЦ	Меридиональная циркуляция
МЦА	Меридиональная циркуляция в Атлантическом океане
НАН	Национальная академия наук
НАПВ	Норвежская арктическая промежуточная водная масса
НГВМ (или NSDW)	Глубинная водная масса Норвежского моря
НЛ	Нелинейный(ое)
ПТСА	Переходный аттрактор температура – соленость
Р	Осадки
САГВ	Североатлантические глубинные водные массы
САК	Североатлантическое колебание
САХ	Срединно-Атлантический хребет
СВГВ	Северо-восточная глубинная водная масса
СЗГВ	Северо-западная глубинная водная масса
СКО	Среднеквадратическое отклонение
СМЦ	Суммарная меридиональная циркуляция (в англ. литературе meridional overturning circulation)
СОАМО	Совместная модель общей циркуляции океана и атмосферы
Ц	Северное полушарие
СП	Северное полушарие
СПК	Субполярный круговорот

СПМВ	Субполярная модальная вода, субполярная модальная водная масса
СПФ	Субполярный фронт
СрВ	Средиземноморская водная масса
СТК	Субтропический круговорот
СтПВ	Субтропическая промежуточная водная масса
СЦК	Северный циклонический круговорот
США	Соединенные Штаты Америки
ТДО	Тихоокеанская декадная осцилляция
ТПО	Температура поверхности океана
ТХК	Термохалинная катастрофа
ТХЦ	Термохалинная циркуляция
ХФУ	Хлорфторуглероды
(СФС)	
ЭНЮК	Эль-Ниньо – Южное колебание
ЭОФ	Эмпирическая ортогональная функция

ВВЕДЕНИЕ

Диагноз состояния климатической системы и прогнозирование изменений климата – актуальная задача, имеющая большое практическое значение. Одним из важнейших климатообразующих механизмов является термохалинная циркуляция (ТХЦ) в Атлантическом океане – часть крупномасштабной циркуляции Мирового океана, обусловленная глобальными меридиональными градиентами плотности, создаваемыми потоками тепла и влаги на поверхности океана. ТХЦ способствует смягчению термических контрастов между экватором и полюсом и регулирует климатическую изменчивость на масштабах от десятилетий до тысячелетий [Broecker, 1997; Rahmstorf, 1999; Clark et al., 2002; Stocker, 2000; Полонский, 2008].

В работах, выполненных с использованием моделей разной степени сложности, например, [Stommel, 1961; Rooth, 1982; Brayan, 1986; Manabe, Stouffer, 1988; Hughes, 1994; Rahmstorf, 1996; Marotzke, 2000; Hawkins, 2011; Fürst, Levermann, 2012; Jackson, Wood, 2018a; Jackson, Wood, 2018b; Weijer et al., 2019] сообщается о различных режимах термохалинной циркуляции. Эти результаты хорошо согласуются с выводами палеоклиматических исследований (напр., [Rahmstorf, 2002; Henry, 2016; Lynch-Stieglitz, 2017; Holmes et al., 2021]), показывающих, что для последних 120 тыс. лет имеются свидетельства существования отличных от современного режимов ТХЦ Атлантического океана: холодного режима и режима Хайнриха. Реализация этих режимов сопровождалась похолоданием климата, наиболее выраженным в Атлантико-Европейском регионе.

В конце XX – начале XXI века в связи с ростом внимания к проблеме глобального потепления увеличился интерес к вопросу устойчивости современного режима ТХЦ в Северной Атлантике. Вследствие глобального потепления увеличивается скорость таяния льдов и происходит опреснение поверхности океана в высоких широтах, что может привести к

ослаблению интенсивности ТХЦ или даже к термохалинной катастрофе (ТХК), т. е. к переходу в отличный от современного циркуляционный режим. Ответ на вопрос о возможности термохалинной катастрофы в ближайшем будущем до сих пор не имеет определенного ответа. В ряде работ изменение режима ТХЦ в современную климатическую эпоху оценивается как вполне реалистичное, например [Tziperman, 2000; Liu, Liu, 2013; Liu, Fedorov, 2019; Liu et al., 2019; Sévellec et al., 2017; Boyers, 2021]. В то же время имеются и противоположные мнения, например [Schiller et al., 1997; Urban, Keller, 2010; Delworth et al., 2012; Swingedouw et al., 2013; Gent, 2017; Lohmann, Ditlevsen, 2021].

Наряду с полными глобальными моделями и моделями промежуточной сложности боксовые модели являются эффективным инструментом изучения ТХЦ. Они представляют собой упрощенные физические модели, в которых океан разбивается на несколько однородных боксов, обмен между ними контролируется градиентами плотности. По сравнению с более сложными моделями, боксовые модели реализуются намного проще. В них используется меньшее количество плохо определяемых параметров, а полученные результаты более просты в интерпретации и позволяют в явном виде проиллюстрировать различные физические механизмы, ответственные за те или иные наблюдаемые эффекты.

В этой монографии для оценки возможности реализации ТХК в современную климатическую эпоху используется модифицированная четырехбоксовая модель Северной Атлантики [Griffies, Tziperman, 1995], близкая по конфигурации к модели, описанной в работе [Huang et al., 1992]. Причем параметры модели и типичные вариации граничных условий оценены авторами на основе современных массивов данных.

ГЛАВА 1 ТЕРМОХАЛИННАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ И ЕЕ РОЛЬ В КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

1.1 Основные особенности меридиональной циркуляции в Атлантическом океане

Термохалинная циркуляция в Атлантическом океане представляет собой часть меридиональной циркуляции, которая обусловлена глобальными градиентами плотности, создаваемыми потоками тепла и пресной воды на поверхности. Рассмотрим упрощенную схему образования термохалинной ячейки меридиональной циркуляции. При охлаждении в высоких широтах в соответствии с законом «уплотнения при смешении» поверхностные воды опускаются. Так, Антарктическая придонная водная масса (АДВ) формируется на шельфе Антарктиды, в морях Уэдделла и Росса в результате поверхностного охлаждения в полыньях и за счет осолонения при льдообразовании. АДВ распространяется на север в абиссальной зоне океана. В результате интенсивной глубинной конвекции в Норвежском, Гренландском, Лабрадорском морях и в море Ирмингера формируется плотная и холодная Североатлантическая глубинная водная масса (САГВ), которая распространяется на юг в слое над придонными водами. Мощность источника САГВ, больше, чем АДВ (оценки скорости формирования САГВ и АДВ обсуждаются далее в п. 1.3. и 1.4). В верхнем бароклинном слое формируется компенсационный перенос, направленный на север. В действительности же процесс гораздо более сложный. Например, в [Marshall et. al, 2012] представлена схема меридиональной циркуляции в Атлантике (МЦА) с двумя циркуляционными ячейками, она приведена на рис. 1.1. Верхняя ячейка меридиональной циркуляции поддерживается за счет широкомасштабного ветрового апвеллинга в промежуточном слое Южного океана и формирования верхней

САГВ (верхняя САГВ занимает слой 1100–2250 дбар [Демидов и др., 2006]).

Границы апвеллинга глубинных вод в Атлантическом океане в отличие от области конвекции не имеет четкой локализации, и поэтому его трудно оконтурить. Считается, что он происходит в Южном океане в области Антарктического циркумполярного течения (АЦТ). Циркуляция в нижней (глубинной) ячейке определяется особенностями формирования АДВ и САГВ. Изопикническая поверхность нейтральной плотности $27,6 \text{ кг/м}^3$ примерно соответствует границе между циркуляционными ячейками.

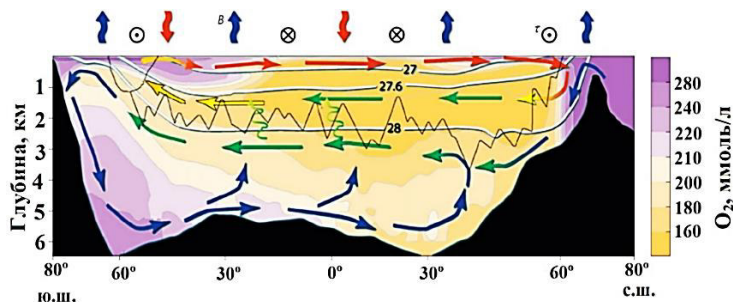


Рисунок 1.1 – Упрощенная схема термохалинно-ветровой меридиональной циркуляции в Атлантическом океане, наложенная на зональное распределение растворенного кислорода. Низким концентрациям O_2 (желтый цвет) соответствуют более старые воды, а высоким концентрациям (фиолетовый цвет) - молодые вентилируемые воды.

Черным цветом показан рельеф дна. Цветные стрелки указывают направление распространения различных водных масс: подповерхностные воды и воды термоклина (красные стрелки), верхние глубинные воды (желтые), нижняя САГВ (зеленые), АДВ (синие стрелки). Процессы перемешивания, генерируемые топографией, схематично показаны вертикальными волнистыми стрелками (по данным работы [Marshall et al., 2012])

Отметим, что формирование в высоких широтах Северного полушария (СП) глубинных вод, проникающих до 3–3,5 км, является особенностью именно Атлантического океана. В высоких широтах северной части Тихого океана

отсутствует формирование глубинных водных масс. Причина этого – различная соленость поверхностных вод в субполярных широтах Северной Атлантики и северной части Тихого океана. Соленость в этих регионах Тихого и Атлантического океана отличается примерно на 2–3 ‰. Это объясняется особенностями переноса влаги в атмосфере и влагообмена Тихого и Атлантического океанов с атмосферой. В работе [Emile-Geay et al., 2003] пониженная соленость высоких широт Тихого океана объясняется слабым обменом между субполярным и субтропическим круговоротами, локальным преобладанием осадков над испарениями в высоких широтах северной части Тихого океана благодаря переносу влаги, связанному с Азиатским муссоном. Вследствие пониженной солености поверхностные воды северной части Тихого океана, даже охлажденные до точки замерзания (около $-1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$), не проникают глубже нескольких сот метров [Broecker, 1991]. Наверное, самый подробный современный обзор проблемы асимметрии термохалинной структуры вод между Атлантическим и Тихим океанами дан в работе [Ferreira et al., 2018]. В ней отмечается, что вопрос о том, какой из процессов (океанический, связанный с переносом соли в Атлантику, или атмосферный, обуславливающий более интенсивное испарение над Атлантикой) является главной причиной асимметрии остается открытым. Кроме того, в этой работе рассматриваются такие факторы, как различия в ширине двух океанических бассейнов, меридиональная протяженность африканского и американского континентов, наличие Средиземного моря, различные масштабы процессов, контролирующей соленостную адвекцию и перемешивание в Атлантическом и Тихом океанах.

Меридиональная циркуляционная ячейка в Атлантическом океане является частью глобального океанического конвейера [Broecker, 1991], представленного на рис. 1.2. За счет различий термохалинных характеристик

уровень Тихого океана примерно на 90 см выше, чем Атлантического.

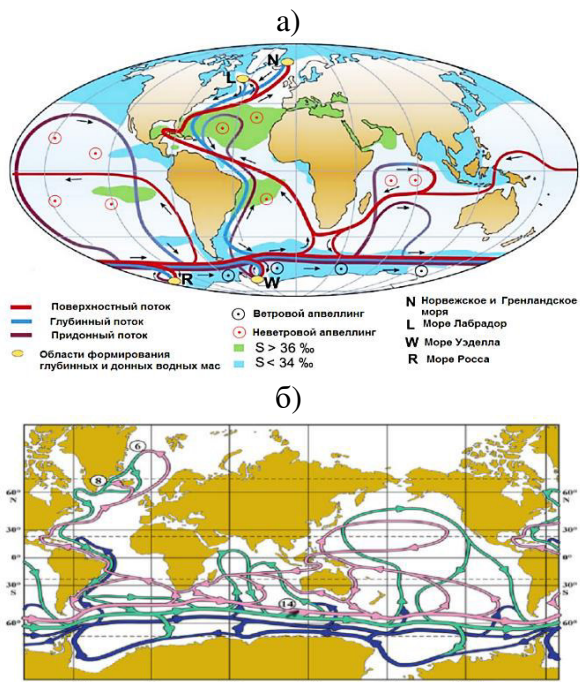


Рисунок 1.2 – Упрощенная схема глобального океанического конвейера: а) по [Kuhlbrodt et al., 2007]; б) по [Morozov et al., 2021]. Розовые стрелки указывают на распространение вод в верхнем слое Мирового океана; зеленые стрелки – вод в изопикническом диапазоне, соответствующем САВГ, синими стрелками показано распространение антарктических вод в придонном слое Мирового океана. Цифры в кружках обозначают интенсивность опускания глубинных вод в Норвежском и Гренландском морях (6 Св), а также в Лабрадорском море (8 Св) и компенсирующий подъем глубинных вод в термоклин Южного океана (14 Св)

Из-за наклона уровня в поверхностном слое возникает поток теплых вод из Тихого океана через Индийский в Атлантический океан, замыкающий поток глубинных вод из Северной Атлантики [Сарафанов, 2004]. В работе [Morozov et al., 2021] приведена более подробная схема глобальной океанической циркуляции, учитывающая подъем

промежуточных вод в Южном океане и опускание вод в Северной Атлантике и у антарктического склона. Отметим, что подробное описание глобальной меридиональной циркуляционной ячейки приводится и в других обзорных работах, например [Buckley, Marshall, 2016; Cessi, 2019; Srokosz, 2021].

Рассмотрим более подробно основные механизмы, контролирующие меридиональную циркуляционную ячейку в Атлантике.

1.2 Основные механизмы, контролирующие МЦА

Кроме термохалинного механизма, описание которого приведено в предыдущем пункте, в литературе предложены и другие механизмы, контролирующие МЦА. Теорема Сандстрема является отправной точкой дискуссии, в которой оспаривается важнейшая роль термохалинного механизма, определяемого глубинной конвекцией за счет поверхностных потоков тепла в местах формирования глубинных и придонных вод (подробности этой дискуссии можно найти, например, в работе [Kuhlbrodt et al., 2007]).

Сандстрем [Sandström, 1908] провел серию экспериментов в опытных бассейнах и проанализировал связь между расположением источников плавучести и возникновением циркуляции. В экспериментах Сандстрема холодильник (источник холода) и нагреватель (источник тепла) располагались в различных частях опытного резервуара. В одном из экспериментов холодильник располагался выше нагревателя, а в другом – наоборот. Сандстрем показал, что термически контролируемая устойчивая циркуляция возможна если нагреватель расположен ниже холодильника. Далее эта тема развивалась в теоретических работах [Sandstroem, 1916; Vjerknes, 1916].

Позже в работе [Jeffreys, 1925] было показано, что при учете турбулентной диффузии любые горизонтальные

градиенты плотности вызывают циркуляцию, даже если нагреватель расположен выше, чем холодильник. Таким образом Джеффрейс поставил под сомнение теорему Сандстрема в применении к циркуляции атмосферы, где турбулентные процессы всегда присутствуют, но относительно циркуляции океана он считал ее допустимой, так как в океане турбулентность ограничена поверхностным слоем. Однако в работе [Munk, Wunsch, 1998] указывается на то, что ни Сандстрем, ни Джеффрейс не учли интенсивную конвекцию в океане. Она способствует турбулентному перемешиванию в глубине океана (за счет диапикнического перемешивания, т.е., перемешивания поперек изопикнических поверхностей). Так как океан почти везде устойчиво стратифицирован по вертикали, тепло за счет этого процесса проникает в глубинные слои. Коман и соавторы [Coman et al., 2006] повторили эксперименты Санстрема при таких же условиях, как в [Sandstroem, 1908, 1916], и наблюдали формирование циркуляционной ячейки. Коман и соавторы пришли к выводу, что Сандстрем просто не смог обнаружить меридиональную циркуляционную ячейку. Таким образом, теорема Садстрема не может быть использована для обоснования преуменьшения роли глубинной конвекции за счет поверхностных потоков тепла в местах формирования глубинных и придонных вод в качестве механизма, определяющего МЦА. Подробный анализ работ Садстрема и его последователей выполнен группой авторов в работе [Kuhlbrodt et al., 2008]. Их заключение не противоречит выводу, приведенному выше.

Ряд авторов, например [Munk, 1966; Munk, Wunsch, 1998; Wunsch, Ferrari, 2004] полагают, что диапикническое перемешивание является основным механизмом, контролирующим плотностную стратификацию и определяющим интенсивность меридиональной циркуляции (МЦ). Под перемешиванием в данном случае подразумеваются турбулентные движения в океане, масштабы которых изменяются от много меньших чем сантиметровые до размеров

мезомасштабных вихрей (то есть, до ~50–100 км). Наиболее важными процессами, приводящими к перемешиванию, (наряду с конвекцией) являются: обрушение поверхностных и внутренних волн, взаимодействие абиссальных приливных потоков или мезомасштабных вихрей с топографией, сдвиговая неустойчивость течений, двойная диффузия [Garrett, St.Laurent, 2002; St. Laurent, Garrett, 2002; Wunsch, Ferrari, 2004; Федоров, 1976].

Диапикническое перемешивание имеет место на большей части акватории океана. Однако есть и исключения. К ним относятся области, где вертикальное перемешивание происходит изопикнически (то есть вдоль изопикн). Такое перемешивание может преобладать, например, в высоких широтах, где изопикны выходят на поверхность, или во фронтальных зонах (например, в АЦТ и в областях западных пограничных течений) [Kuhlbrodt et al., 2007]. Необходимо отметить, что в последнее десятилетие произошел сдвиг в концептуальных моделях, описывающих меридиональную циркуляцию и стратификацию с учетом процессов, протекающих на промежуточных глубинах (в англоязычной литературе их называют *models of the mid-depth overturning circulation and stratification*). В этих моделях энергия, необходимая для того, чтобы заглубить воду с высокой плавучестью на промежуточных горизонтах, сформировать необходимую стратификацию и соответствующую циркуляционную ячейку, поступает в основном от ветра в циркумполярной области, а не вследствие диапикнического перемешивания, как первоначально предполагал Манк [Munk, 1966]. Касательное напряжение ветра контролирует ячейку Дикона и опосредованно воздействует на бароклинные вихри, которые соответственно влияют на стратификацию и циркуляцию на промежуточных глубинах [Cessi, 2019].

Используя циклическую (в англоязычной литературе такого типа модели называют *loop-model*) модель, Хуанг [Huang, 1999] показал, что в случае, когда учитывается

турбулентное перемешивание и нагреватель находится выше холодильника, интенсивность циркуляции контролируется доступной для перемешивания энергией. Как объясняет автор этой работы, в стратифицированном океане диапикническое перемешивание поднимает положение центра масс системы и, следовательно, способствует увеличению доступной потенциальной энергии в системе. Таким образом, для поддержания перемешивания необходим внешний источник механической энергии.

Отметим, что нагревание и охлаждение являются важнейшей движущей силой МЦ. Действительно, Мировой океан охлаждается и нагревается в основном через поверхность, что приводит к генерации МЦ. Но ряд авторов считают, что при анализе механизмов, контролирующих МЦ, необходимо также учитывать атмосферные ветры и приливы, которые приводят к турбулентному перемешиванию, влияющему на интегральный поток массы [Colin de Verdier, 1993; Munk, Wunsch, 1998; Huang, 1999]. Это подтверждается и энергетическими оценками. Так, по оценкам авторов работы [Wang, Huang, 2005] энергия поверхностного термического форсинга, то есть часть энергии поверхностных потоков тепла, преобразованная в механическую энергию в океане, в 10^4 раз меньше, чем механическая энергия ветров и приливов. Поэтому указанные выше авторы считают, что для поддержания апвеллинга глубинных вод, который наблюдается в океане, кроме потоков тепла и соли необходимо турбулентное перемешивание, обусловленное в основном ветрами и приливами. Ряд исследователей вообще придерживаются альтернативной (по отношению к термохалинной) гипотезы, объясняющей механизм формирования МЦ. По их мнению, атлантическая меридиональная циркуляционная ячейка контролируется ветрами в Южном океане, которые вызывают интенсивный апвеллинг глубинных вод (рис. 1.3).

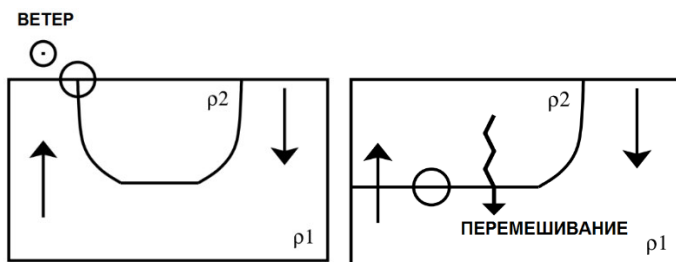


Рисунок 1.3 – Меридиональные разрезы, на которых представлены схемы двух предельных случаев: слева – «только ветровой апвеллинг», справа – «только термохалинный механизм». САГВ образуется в правой (северной) области. Изогнутая линия обозначает термоклин, который отделяет более плотные воды (ρ_1) от более легких (ρ_2). Незаштрихованный кружок обозначает регион, где водные массы трансформируются в более легкие. В случае «только ветровой апвеллинг» западные ветры Южного океана представлены кружком с точкой внутри. Прямые стрелки указывают направление объемного переноса вод (заимствовано из работы [Kuhlbrodt et al., 2007])

Широтная полоса пролива Дрейка, между Южной Америкой и Антарктикой, обладает уникальными топографическими свойствами. За исключением Арктики, это единственная область океана, в которой из-за отсутствия топографических барьеров возникает кольцевая зональная циркуляция, достигающая глубины ~2500 м. Расположенные ниже этой глубины мелководья соответствуют Кергеленскому плато в индоокеанской части Южного океана и Дуге Скотия вблизи Пролива Дрейка. Эта особенность приводит к так называемому эффекту Пролива Дрейка [Toggweiler, Samuels, 1993; Toggweiler, Samuels, 1995; Toggweiler, Samuels, 1998]. Интенсивные западные ветры вызывают перемещение вод на север за счет экмановского переноса, это приводит к дивергенции в проливе Дрейка (56° – 63° ю. ш.). Из-за отсутствия меридиональных топографических барьеров суммарный (то есть зонально осредненный) зональный градиент давления в этой широтной полосе должен быть нулевым вплоть до глубин сравнительно мелководных областей над океаническими порогами. Следовательно, ни

одно суммарное меридиональное геострофическое течение не может сохраниться на этих широтах и глубинах. Таким образом, сохраняются только агеострофические меридиональные потоки. Они могут напрямую создаваться ветром. Приверженцы этой идеи рассматривают ТХЦ лишь как замыкающую ветвь этой контролируемой ветром циркуляции. Вместе с тем модельные исследования показывают, что при «выключении» ветрового форсинга в стандартной климатической модели ячейка меридиональной циркуляции в Атлантическом океане ослабевает, но качественно остается такой же [Rahmstorf, 2006], то есть перехода в другой циркуляционный режим не происходит. Следовательно, термохалинный механизм в большей степени отвечает за устойчивость современного режима МЦА, чем ветровой. Отметим, что проблема взаимодействия термохалинной и ветровой циркуляции относится к классическим (и до конца не разрешенным) проблемам динамики океанических течений и активно обсуждается на протяжении многих десятилетий, начиная с середины 18 века. Более подробное исследование этого вопроса приводится в обзорных работах, опубликованных в середине 20 века и позже, например в [Линейкин, 1955; Stommel, 1957; Саркисян, 1966]. Таким образом, вопрос о том, какой из перечисленных механизмов преобладает в реальном океане, требует дальнейших исследований [Rahmstorf, 2006; Полонский, 2010].

Кроме описанных выше, есть ряд механизмов, которые также могут повлиять на меридиональную циркуляционную ячейку, в том числе на изменение циркуляционного режима, т. е. на устойчивость МЦ. Преимущественно эти механизмы обсуждаются в работах, выполненных с использованием моделей промежуточной сложности или полных глобальных моделей. Далее обсудим эти механизмы более подробно.

Рассмотрим в начале океанический механизм обратной связи, обусловленный адвекцией соли. Немаловажным фактором является то, что сама ячейка МЦА переносит

высокосолёные воды из субтропической в субполярную Северную Атлантику и этим поддерживает в конвективных областях условия повышенной солёности. Таким образом, возникает обратная связь, обусловленная адвекцией соли, которая заключается в том, что при ослаблении интенсивности МЦА будет переноситься меньше соли в субполярную часть Северной Атлантики, что приведет к уменьшению скорости конвекции и еще большему ослаблению ячейки МЦА. Исследование влияния этой обратной связи приводится в ряде работ, например [Liu, Liu, 2013; Liu, Liu, 2014; Den Toom et al., 2014; Jackson, 2013]. В работе [Cheng et al., 2018] исследуются элементы обратной связи адвекции соли и внутренней изменчивости АМОС с использованием двух климатических моделей. Авторам статьи [Cheng et al., 2018] в экспериментах (в ответ на резкие возмущения потока пресных вод) не удалось обнаружить обратную связь по адвекции соли, и они делают вывод, что для активации этой обратной связи требуются более сильные внешние вынуждающие воздействия, чем те, которые были использованы в их работе.

В ряде работ исследуется роль Берингова пролива в стабилизации/дестабилизации МЦ [Hu et al., 2012; Jackson, Wood, 2018; Jackson, Wood, 2018a; Burls et al., 2017] и роль обмена относительно солёными и тёплыми водами между Индийским и Атлантическим океанами к югу от м. Агульяс (см., например, [Gordon et al., 1992; Le Bars et al., 2013]). Однако полученные в приведенных выше работах оценки свидетельствуют, что эти эффекты скорее важны для работ по палеоклиматической тематике, чем при изучении устойчивости современного климата.

Отметим, что на устойчивость МЦ воздействуют и атмосферные обратные связи. Так, положение внутритропической зоны конвергенции (ВЗК) может влиять на устойчивость МЦА. В ряде модельных работ показано, что ВЗК смещается к югу в ответ на коллапс МЦА (например, [Zhang, Delworth, 2005; Broccoli et al., 2006]), а включающиеся при ее

смещении обратные связи, в свою очередь, способствуют дестабилизации коллапсированного состояния МЦ. Более подробно этот вопрос исследован в работах [Drijfhout, 2010; Schneider et al., 2014; Green, Marshall, 2017; Weijer, 2019; Liu et al., 2017; Yu, Pritchard, 2019].

Атмосферными обратными связями можно также объяснить, почему реакция температуры на коллапс МЦА в высоких широтах СП настолько велика, а перенос тепла океаном, связанный с МЦА на этих широтах, относительно невелик по сравнению с атмосферным переносом тепла (например, [Trenberth, Fasullo, 2017]). Во-первых, устойчивым откликом на уменьшение конвективной активности в субполярной части Северной Атлантики является распространение морского ледяного покрова на юг [Drijfhout, 2014; Liu et al., 2017; Vellinga, Wood, 2002], что приводит к увеличению альbedo поверхности в СП. Проблема двустороннего взаимодействия МЦА с арктическим морским льдом и его влияние на устойчивость МЦА изучается в [Liu, Fedorov, 2019; Liu et al., 2019; Sévellec et al., 2017; Sun et al., 2018]. Еще более важным является последующее уменьшение выделения скрытой теплоты и испарения вследствие остановки МЦА, что приводит к более холодным и сухим условиям в атмосфере (например, [Drijfhout, 2015; Laurian et al., 2009]). Поэтому более сильный отклик в высоких широтах может быть получен вследствие компенсации Бьеркнеса между океаническим и атмосферным переносами тепла. Напомним, что суть компенсации Бьеркнеса состоит в следующем: в 1964 г. Бьеркнес [Bjerknes, 1964] впервые предположил, что, если суммарное радиационное воздействие на верхней границе атмосферы и теплозапас океана слишком сильно не меняются, суммарный перенос энергии климатической системой также не будет значительно изменяться, поэтому любые большие вариации атмосферного и океанического переносов тепла должны быть равны по величине и противоположны по знаку. Этот механизм в литературе называют компенсацией

Бьеркнеса, при этом предполагается сильная отрицательная обратная связь между изменениями атмосферного и океанического переносов тепла.

Кроме этого, отметим, что МЦА, ослабляющаяся вследствие распреснения Северной Атлантики, будет способствовать увеличению температурного контраста между экватором и полюсом, изменению поля ветра, усилению Субтропического антициклонического круговорота и, соответственно, изменению адвекции соли в Северной Атлантике. Эта обратная связь сглаживает первоначальные аномалии солёности, то есть является отрицательной [Huisman et al., 2010].

В общем, можно сделать вывод, что, когда при изучении дестабилизации современного режима МЦА в климатических моделях учитываются атмосферные обратные связи, конечным результатом является их противодействие положительной обратной связи за счет адвекции соли. Однако совместный вклад этих отрицательных обратных связей сравнительно невелик и вместе они лишь немного ослабляют обратную связь за счет адвекции соли [Weijer, 2019].

Таким образом, одним из основных механизмов, отвечающих за формирование резких переходных циркуляционных режимов МЦА, является отклик на быстрый термохалинный форсинг, связанный, например, с поступлением значительных объемов пресных талых вод в северную часть бассейна. В настоящей монографии основной акцент будет сделан именно на термохалинный механизм, т. к., по нашему мнению, он в большей степени отвечает за переключение между режимами МЦ.

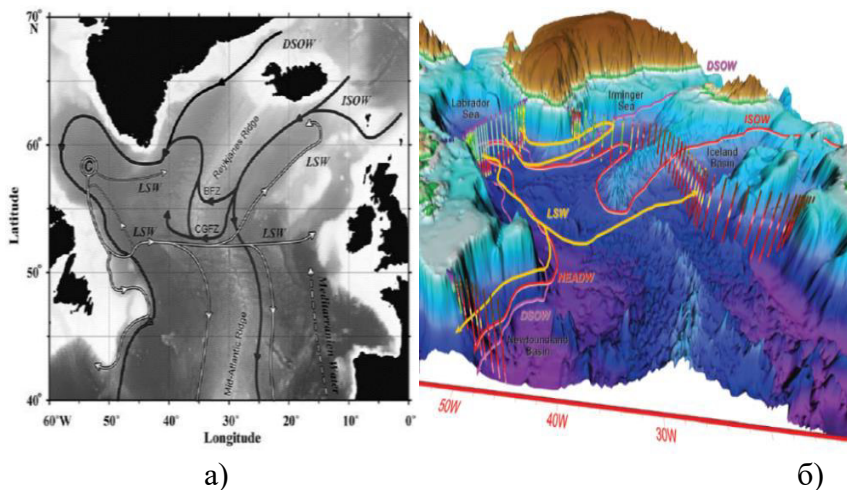
1.3 Североатлантические глубинные водные массы

В северной части Северной Атлантики формируется холодная и плотная Североатлантическая глубинная вода. Она не только заполняет абиссаль Северной Атлантики и

распространяется в Южную Атлантику, но также проникает в Индийский океан. САГВ характеризуется низкой соленостью и температурой, высокими концентрациями кислорода и низкими концентрациями биогенов. Средние T-S-характеристики САГВ таковы: $S = 34,9 \text{ ‰}$, $T_{in situ} = 2,5 \text{ °C}$ (соответствует потенциальной температуре $\theta = 2,26 \text{ °C}$ при глубине залегания ядра 3 км) [Мамаев, 2000]. Выделяют различные компоненты САГВ: 1) северо-западная глубинная вода (СЗГВ) (в англ. литературе Denmark Strait Overflow Water (DSOW)); 2) северо-восточная глубинная вода (СВГВ) (в англ. литературе Iceland Scotland Overflow Water (ISOW) и Charlie Gibbs Fracture Zone Water (GFZW) – водная масса разлома Чарли-Гиббса, NEADW – Northeast Atlantic Deep Water); 3) лабрадорская водная масса (ЛВ) (в англ. литературе LSW – Labrador Sea Water) (например, [Morozov, 2010; Morozov, 2021; Ferreira, Kerr, 2018; Bilo, 2020]).

ЛВ образуется в результате зимней конвекции в Лабрадорском море и в отдельные годы в море Ирмингера. СЗГВ и СВГВ образуются следующим образом: промежуточные воды Гренландского и Норвежского морей перетекают через пороги Фареро-Исландского хребта, Фареро-Шетландского и Датского пролива, и далее заглубляются, при смешении с местными водами в бассейнах, располагающихся к северу от порогов. СЗГВ и СВГВ проникают до глубин 2,5-4 км. Схема распространения различных компонент САГВ приведена на рис. 1.4.

Проведенный авторами монографии детальный анализ результатов работ [Schmitz, 1996a; Smethie, Fine, 2001; Фалина, 2005; Talley et al., 2003; LeBel et al., 2008; Morozov et al., 2010; Petit et al., 2020] показал, что оценку скорости формирования САГВ, сделанную Тэлли и соавт. $18 \pm 5 \text{ Св}$ (т. е. 18 Св с погрешностью этой оценки около 30%) [Talley et al., 2003] можно принять в качестве обобщенной, так как оценки других авторов попадают в этот интервал.



а) б)

Рисунок 1.4 – Схема распространения глубинных вод в северной части Северной Атлантики: а) по данным работы [Morozov, 2021]. Циркуляция в промежуточных слоях показана белым цветом, распространение вод средиземноморского происхождения – штриховой линией; придонные и глубинные воды – черным и темно-серым цветом; знаком С отмечен регион конвекции в Лабрадорском море; англоязычными терминами обозначены Mid-Atlantic Ridge – Срединно-Атлантический хребет, Reykjanes ridge – хребет Рейкьянес, BFZ – Зона разлома Байт (Bight Fracture Zone), CGFZ – Зона разлома Чарли-Гиббса (Charlie Gibbs Fracture Zone); б) по данным работы [Yashayev, 2007]. Цветная шкала солёности от низкой к высокой: фиолетовый – синий – зеленый – желтый – красный – рубиновый, Labrador Sea – Лабрадорское море, Irminger Sea – море Ирмингера, Iceland Basin – Исландский бассейн, Newfoundland Basin – бассейн Ньюфаундленда. Пояснения нерасшифрованных аббревиатур см. в тексте выше

1.4 Антарктические придонные водные массы

АДВ относятся к наиболее плотным водным массам Мирового океана. Они обнаруживаются в придонных слоях всех океанов и играет важнейшую роль в формировании глобальной меридиональной циркуляционной ячейки. АДВ формируются в Южном океане в результате поверхностного

охлаждения в полыньях и осолонении при льдообразовании. Считается, что формирование АДВ потенциально возможно в следующих областях: в море Рисер-Ларсена, между Землей Эндерби и восточной частью моря Росса в Индийско-Тихоокеанском секторе, в Атлантическом секторе в море Уэдделла [Whitworth et al., 1998; Rintoul, 1998; Мамаев, 1994; Orsi et al., 1999]. В процессе их образования участвуют глубинные воды Антарктического циркумполярного течения и Антарктические шельфовые воды. АДВ распространяются на север в абиссальной зоне океана. Области наиболее активного формирования АДВ отмечены на рис. 1.5 крестиками вокруг Антарктиды.

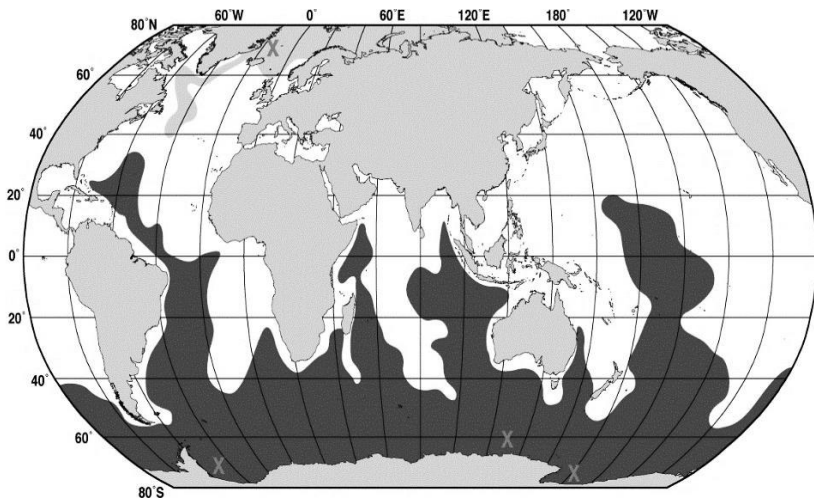


Рисунок 1.5 – Распространение АДВ с плотностями $\sigma_0 = 27,7\div 27,9$ кг/м³ (по [Talley, 1999]). Крестиками вокруг Антарктиды отмечены области наиболее активного формирования АДВ

Оценка скорости формирования АДВ в Южном океане является отдельной, не до конца решенной проблемой. Считается, что на каждый 1 Св шельфовой воды приходится ~2 Св сформированной АДВ [Gordon, 2001]. Величины скоростей продукции АДВ определяют с использованием

трассеров (ХФУ, радиоуглерода и др.), на основе оценок диапикнического перемешивания, баланса массы и пресных вод, а также с помощью анализа результатов моделирования. Величины продукции АДВ в Южном океане, приведенные в литературе, варьируют в очень широком диапазоне - от нескольких до почти тридцати Св (см. табл. 1.1). Проведенные в работах [Ganachaud, Wunsch 2000; Sloyan, Rintoul, 2001; Lumpkin, Speer, 2007] оценки переноса АДВ на север в Тихом, Атлантическом и Индийском океанах дали соответственно следующие результаты $7 \div 11$, $5 \div 6$ и $8 \div 10$ Св. Эти оценки были получены с использованием инверсных моделей.

Море Уэдделла является основным источником АДВ в Атлантике и одним из ключевых источников АДВ, экспортируемых глобальным океаническим конвейером. По некоторым оценкам продукция АДВ в море Уэдделла может составлять 50-80% от суммарной продукции АДВ. Большая часть донных вод антарктического происхождения распространяется на север в западной части Атлантического океана. Достигнув экватора, часть этих вод перетекает в Восточную Атлантику через многочисленные разломы Срединно-Атлантического хребта, при этом в северной части хребта наиболее холодные воды распространяются через разлом Вима на 11° с. ш. Поток антарктических вод через разлом Вима близок к 1 Св [Фрей и др., 2018]. В обзорной работе [Morozov et al., 2010] приводится сводная таблица с оценками формирования придонных вод в море Уэдделла по работам различных авторов, опубликованным в период 1975–2004 гг. (см. табл. 1.1). По этим оценкам продукция придонных вод в море Уэдделла варьирует в интервале от 1 до 5 Св. Оценка продукции АДВ атлантического происхождения ($\sigma_0 > 28,36$ кг/м³), распространяющихся на север, приведенная в работе [Akhou das. et al., 2021], составляет $8,4 \pm 0,7$ Св, это почти в два раза больше оценок, обсуждаемых нами выше. Однако эта оценка полностью согласуется с ними, так как авторами статьи

[Akhoudas. et al., 2021] при оценке учитывались вовлеченные старые воды Антарктического циркумполярного течения, объемный перенос которых составил $3,9 \pm 0,5$ Св.

Таблица 1.1 – Оценки скорости формирования АДВ и придонных вод моря Уэдделла (по данным работы [Morozov et al., 2010])

Источник и метод оценки	Границы водной массы	Объемный перенос, Св
Объемный перенос Западного глубинного пограничного течения в море Уэдделла		
[Carmack, Foster, 1975]	WSBW ($-1,4 < \theta < -1,2$ °C)	2–5
[Foster, Carmack, 1976]	WSBW ($\theta = -1,3$ °C)	3,6
[Foldvik et al., 1985]	WSBW ($\theta < -0,8$ °C)	2–5
[Gordon et al., 1993]	WSBW ($\theta < -0,8$ °C)	3
[Fahrbach et al., 1995]	WSBW ($\theta < -0,7$ °C)	1–4
[Muench, Gordon, 1995]	WSBW ($\theta < -0,8$ °C)	2,5–3
[Gordon, 1998]	WSBW ($\theta < -0,7$ °C)	4–4,8
[Fahrbach et al, 2001]	WSBW ($\theta < -0,7$ °C)	$1,3 \pm 0,4$
[Gordon et al., 2001]	WSBW ($\theta < -0,7$ °C)	5
[Foldvik et al., 2004]	WSBW ($\theta < -0,8$ °C)	$4,3 \pm 1,4$
Объемный перенос в круговороте Уэдделла		
[Fahrbach et al., 1994]	AABW ($\theta < 0,0$ °C) WSBW ($\theta < -0,8$ °C)	3,3–5,6 2,6–2,8
Баланс шельфовых вод		
[Gill, 1973]	AABW ($\theta = -0,6$ °C)	6–9
[Carmack, 1977]	AABW ($\theta < 0,0$ °C)	5–10*
Оценки с использованием трассеров		
[Weiss et al., 1979]	AABW ($\theta < 0,4$ °C) WSBW ($\theta < -0,9$ °C)	8; 4,5 5, 3
[Weppernig et al., 1996]	WSBW ($\theta < -0,7$ °C)	5
[Mensch et al., 1997]	AABW ($\theta = -0,5$ °C) WSBW ($\theta < -1,0$ °C)	11 3,5
[Mensch et al., 1998a]	WSBW ($\theta < -0,8$ °C)	5

Продолжение таблицы 1.1

Источник и метод оценки	Границы водной массы	Объемный перенос, Св
[Broecker et al., 1998]	AABW ($PO_4 = 1,95$ ммоль/кг)	15
[Orsi et al., 1999]	AABW ($\sigma_0 > 28,27$)	8,1–9,4
[Orsi et al., 2002]	AABW ($\sigma_0 > 28,27$)	8,1
[Meredith et al., 2001]	AABW ($\theta < 1,0$ °C)	$3,7 \pm 1,6$
Баланс массы		
[Orsi et al., 1999]	AABW ($\sigma_0 > 28,27$)	10
Баланс пресных вод		
[Harms et al., 2001]	WSBW ($\theta < -0,7$ °C, $S > 34,64$)	2,6
Численные модели		
[Hellmer, Beckmann, 2001]	AABW ($\sigma_2 > 37,16$)	11
Инверсные модели		
[Yaremchuk et al., 1998]	WSDW ($-0,8 < \theta < 0,0$ °C) WSBW ($\theta < -0,8$ °C)	$2,6 \pm 1,3$ $2,5 \pm 1,9$
[Sloyan, Rintoul, 2001]	AABW ($\sigma_0 > 28,30$)	11 ± 1
[Naveira Garabato et al., 2002, 2002a]	AABW ($\sigma_0 > 28,26$) ($\theta < 0,0$ °C) ($\sigma_0 > 28,27$) ($\sigma_{2000\text{dbar}} > 37,16$) ($\sigma_0 > 28,30$) WSBW ($\gamma_n > 28,4$) ($\theta < -0,7$ °C)	$9,7 \pm 3,7$ $10,0 \pm 3,7$ $9,8 \pm 3,7$ $9,8 \pm 3,7$ $10,2 \pm 3,8$ $3,9 \pm 0,8$ $4,5 \pm 0,9$
[Ganachaud, Wunch, 2000]	AABW ($\sigma_0 > 28,11$ kg/m ³)	21 ± 6

Таким образом, согласно результатам большей части работ, цитируемых в этом подпункте, оценка скорости формирования АДВ в Атлантическом океане варьирует в интервале от 2 до 6 Св. Расхождения в оценках обусловлены различными причинами: разнообразием методов оценки скорости продукции придонных вод, различной пространственно-временной структурой используемых для выделения АДВ экспериментальных данных и принципиальным недостатком необходимого количества данных наблюдений, причиной которого являются трудности проведения регулярных измерений в местах формирования АДВ. Детально эти вопросы обсуждаются в обзорной работе [Morozov et al., 2021].

В современной океанологической науке продолжается подробное изучение процессов образования САГВ и АДВ и окончательная точка в этих вопросах не поставлена. В силу труднодоступности регионов формирования этих вод и недостаточного количества наблюдений, неопределенность оценок отдельных компонентов Атлантических придонных и глубинных водных масс может превышать 50%. Обобщая приведенные выше результаты, можно оценить мощность источника АДВ в Атлантическом секторе Антарктики в 4 ± 2 Св, а САГВ – в 18 ± 5 Св. Следовательно, согласно этим оценкам, интенсивность МЦА может варьировать в интервале $7 \div 21$ Св, т.е., в очень большом диапазоне. Поэтому рассмотрим далее оценки интенсивности МЦА по результатам прямых измерений.

1.5 Оценка интенсивности МЦА по данным прямых измерений

Имеется ряд международных проектов, одна из целей которых – прямые измерения интенсивности МЦА по данным наблюдений: OSNAP (в Северной Атлантике), RAPID/МОСНА, MOVE, SAMBA. Положение разрезов, на

которых проводятся измерения в рамках этих проектов, показано на рис.1.6.

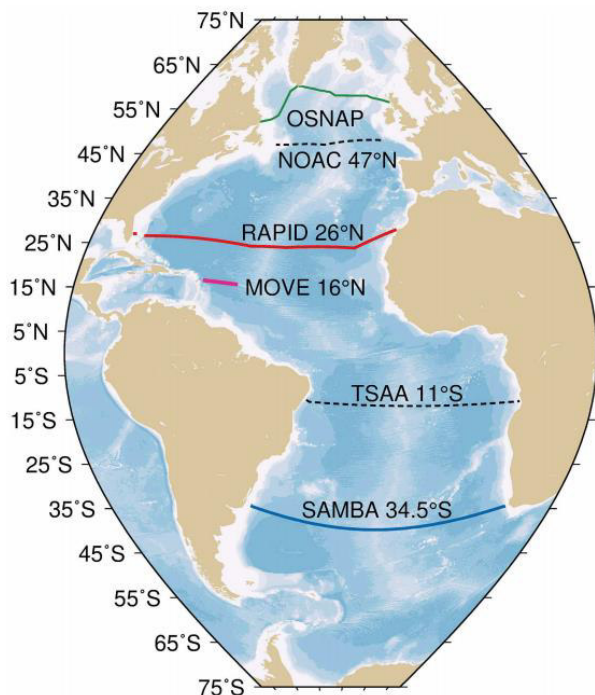


Рисунок 1.6 – Положение разрезов, на которых проводят прямые наблюдения за интенсивностью МЦА: OSNAP (зеленая кривая, с 2014), NOAC 47° с. ш. (черный пунктир, в будущем планируются наблюдения на этом разрезе), RAPID 26° с. ш. (красная кривая, с 2004), MOVE 16° с. ш. (малиновая прямая, с 2000), TSAA 11° с. ш. (черный пунктир, в будущем планируются наблюдения на этом разрезе) и SAMBA 34,5° с. ш. (синяя кривая, с 2009). Заимствовано из работы [Frajka-Williams et al., 2019]

Основной результат, полученный по проекту RAPID/МОСНА, заключается в том, что за период с апреля 2004 г. по февраль 2017 г. интенсивность МЦА составляла $17,0 \pm 4,4$ Св, разброс между максимальным и минимальным значениями в течение года составляет 4,3 Св, то есть амплитуда

сезонного цикла – 2,15 Св. По данным проекта MOVE (за период февраль 2000 г. – июнь 2018 г.) интенсивность МЦА составляет $18,0 \pm 5,8$ Св. Разброс между максимальным и минимальным значениями объемного расхода в течение года составляет 4,8 Св, то есть амплитуда сезонного цикла 2,4 Св. По данным проекта SAMBA (за период март 2009 г. – апрель 2017 г.) интенсивность МЦА составляет $14,6 \pm 5,4$ Св, а по измерениям, выполненным в рамках проекта OSNAP, интенсивность МЦА составляет $14,9 \pm 4,1$ Св для периода сентябрь 2014 г. – май 2016 г. [Frajka-Williams et al., 2019].

В литературе высказываются предположения, что различия в оценках в Северном и Южном полушариях могут частично объясняться сдвигом фаз сезонного цикла для отдельных компонент МЦА. Кроме этого, существуют методологические особенности различных оценок МЦА, которые также могут объяснить некоторые несоответствия между ними. Естественно, что разброс оценок МЦА частично может быть объяснен наличием межгодовой изменчивости или трендов в рядах МЦА (так как обсуждаемые в тексте оценки соответствуют разным временным периодам) [Frajka-Williams et al., 2018; Frajka-Williams et al., 2019; Elipot et al., 2014; Elipot et al., 2017]. В качестве примера приведем оценки интенсивности МЦА для нескольких временных интервалов по данным RAPID из работы [Smeed, 2018]. Средняя величина интенсивности МЦА за период 2004–2008 гг. составила 18,8 Св, за период 2008–2011 гг. – 15,9 Св, 2012–2016 гг. – 16,3 Св, а за период 2004–2016 гг. – 17 Св.

Таким образом, неопределенность оценок прямых измерений интенсивности МЦА может превышать 25–30%. Согласно большинству прямых и косвенных оценок, средняя интенсивность МЦА в Атлантическом океане попадает в интервал от 14 до 20 Св. Поэтому в третьей главе выбрана средняя величина интенсивности МЦА в современную климатическую эпоху $U_{\text{клим}} = 17$ Св (как среднее значение в диапазоне $14 \div 20$ Св).

1.6 Резкие климатические изменения в прошлом и их связь с режимами ТХЦ

Первым, кто обратил внимание на принципиальную возможность формирования режима ТХЦ вод Мирового океана, принципиально отличного от современного, был Г.Стоммел [Stommel, 1961]. Он показал, что при определенных климатических условиях формирование САГВ может прекратиться из-за уменьшения плотности верхнего слоя вод в Северной Атлантике и блокирования термохалинной конвекции в области образования САГВ. Правда, Г.Стоммел рассматривал такую циркуляционную схему как чисто гипотетическую. Поэтому в первые 10-15 лет приведенная выше публикация не привлекала значительного внимания специалистов. Ситуация кардинально изменилась после того, как палеоклиматологи обнаружили многочисленные косвенные свидетельства резких климатических изменений в прошлом, связанных со сменой режима ТХЦ.

Брокер с соавторами одними из первых высказали гипотезу о возможности реализации отличных от современного режимов ТХЦ в прошлом, связанных с переходами от теплых к холодным климатическим условиям [Broecker et al., 1985]. Они показали, что изменения температуры на тысячелетних масштабах (колебания стадиал/интерстадиал) и на более длительных масштабах (колебания гляциал/интергляциал) связаны с изменением океанической циркуляции. Гипотеза Брокера нашла свое подтверждение в более поздних работах.

Анализ состава донных отложений, кораллов, ледовых кернов может дать информацию об океанической циркуляции в прошлом. Восстановление временных рядов температуры или солености океана возможно, например, по данным о популяции ископаемых видов планктона. ТПО можно определить по индексам ненасыщенности непредельных кетонов с сопряженными двойными связями (алкенонов). Алкеноны и соответствующие им алкеноаты являются результатом жизнедеятельности отдельных видов

гапнофитовых водорослей, обитающих в верхнем фотическом слое. Методика оценки ТПО основана на том, что различные условия влияют на скорость роста, размножения, а следовательно, и на содержание алкенонов. Температуру и соленость вод в прошлом можно восстановить по изотопному составу кислорода, содержащегося в кораллах и раковинах фораминифер (например, [Mix et al., 2002; Adkins et al., 2002; Corrège, 2007]), так как «многие фораминиферы накапливают $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ в равновесии с окружающей водой» [Тейс, Найдин, 1973]. В работе [De Vernal et al., 1993] предложен метод определения палеосолености поверхностных вод океана по цистам динофитовых водорослей. Палеотемпературу также можно восстановить по отношениям трассеров (Sr/Ca , U/Ca , Mg/Ca) в кораллах или в кальците раковин планктонных и бентосных фораминифер.

Информацию о скоростях объемного переноса вод получить значительно труднее. Непрямые свидетельства изменения скорости вентиляции вод можно получить по изотопам углерода и по кадмию (Cd), так как его концентрация связана с концентрацией биогенов. Воды, которые длительное время (десятилетия и более) находились вблизи поверхности, обеднены биогенами и другими химическими веществами, в том числе кадмием, содержание которого изменяется в соответствии с содержанием биогенов. Кроме того, эти воды обеднены ^{12}C и обогащены ^{13}C , поскольку указанные изотопы углерода используются преимущественно для роста растений и в конечном счете попадают в глубинные слои океана с пеллетами и другими веществами. В приповерхностных водах ^{14}C (радиоуглерод) находится в равновесии с атмосферой. Воды, которые в течение длительного времени (от столетий до нескольких тысяч лет) находились в глубинных слоях океана, аккумулируют Cd и ^{12}C за счет растворения осаждающихся пеллет, а концентрация ^{14}C в них уменьшается за счет его радиоактивного распада. Поэтому глубинные и донные воды северо- и южно-атлантического происхождения имеют

характерные соотношения ^{12}C , ^{14}C , Cd и других трассеров [Alley, 2007].

Измеренные в осадочных породах отношения $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ используют в качестве косвенных показателей интенсивности МЦ (например, [McManus, 2004; Lippold et al., 2009]). Отдельные трудности, связанные с использованием изотопных индикаторов для описания океанической циркуляции, обсуждаются в работе [LeGrand, Wunsch, 1995]. Например, авторами этой работы показано, что идентифицировать изменения интенсивности океанической циркуляции, связанные с максимумом последнего оледенения (21–19 тыс. лет до настоящего времени), проще, чем вариации, определяемые колебаниями стадиял – интерстадиял.

Гранулометрический метод (основанный на анализе размеров частиц донных отложений) дает возможность оценить скорости локальных придонных течений [Bianchi, McCave, 1999]. Данные об остаточной намагниченности донных осадков также могут быть использованы для определения эффективности переноса магнитных частиц глубинными водами [Kissel et al., 1999]. В качестве консервативного трассера глубинных вод также применяют отношение между изотопами неодима $^{143}\text{Nd}/^{144}\text{Nd}$ [Piotrowski et al., 2005].

Несмотря на то что в литературе широко обсуждается интерпретация и погрешности каждого типа палеоданных, а в некоторых случаях прокси-данные могут давать противоречивые результаты, достаточно ясная (на определенном количественном уровне) картина режимов циркуляции может быть восстановлена на основании их анализа.

Наиболее общие объяснения резких изменений ТХЦ связаны с событиями, вызванными таянием льдов. Считается, что при значительном опреснении в высоких широтах Северной Атлантики уменьшалась плотность поверхностных вод в местах их формирования и скорость их образования. События быстрого таяния льдов обычно описывают в терминах

резкого возмущения системы. Они могут проходить по двум сценариям:

1) опреснение Северной Атлантики – по такому сценарию, как оно происходило в позднем дриасе (англ. Younger Dryas). Поздний дриас (12,9–11,5 тыс. лет назад) – последнее крупное глобальное климатическое изменение, выделяемое по палеоданным, – внезапное похолодание до околледниковых температур в высоких широтах Северной Атлантики, которое длилось около 1000 лет после окончания последнего ледникового периода (рис. 1.7). В Антарктике на этой стадии усиливалось потепление. 11,5 тыс. лет назад поздний дриас закончился резким потеплением – началом голоцена. В позднем дриасе вода, образовавшаяся вследствие таяния Лаврентийского ледового щита в конце последнего ледникового периода, накапливалась в озере Агассиз (англ. Agassiz) и далее через Великие Американские озера и бассейн реки Св. Лаврентия попала в Северную Атлантику [Broecker, 1989; Rahmstorf, 2002];

2) второй сценарий относится к событиям Хайнриха. События Хайнриха – важнейший тип климатических событий, периодичность которых варьирует в интервале от 5 до 10 тыс. лет (рис. 1.7). Эти события характеризуются отдельными специфическими слоями в донных отложениях Северной Атлантики (Heinrich, 1988). Толщина слоев Хайнриха различна в разных регионах: от сантиметров в Восточной Атлантике до нескольких метров в Лабрадорском море. Осадочные отложения в них насыщены обломочным айсберговым материалом (англ. ice rafted debris). Слои Хайнриха сформировались вследствие эпизодических массивных «выбросов» айсбергов, так называемых эпизодов катастрофической айсберговой разгрузки вследствие серджа (внезапного резкого увеличения скорости движения ледника) Лаврентийского ледового щита через Гудзонов пролив, при котором до 10% ледовых щитов «сползло» в океан [Bond et al., 1992; Andrews, 1998; Chappell, 2002]. Причиной серджа могло стать достижение ледовым щитом критической массы,

приводящее к нестабильности (в англоязычной литературе этот механизм называется *binge-purge oscillation*). При этом пусковым механизмом процесса могли стать даже небольшие возмущения [MacAyeal, 1993]. Движение ледниковых щитов и последующая айсберговая разгрузка приводили к опреснению и увеличению уровня моря. Повышение уровня продолжалось несколько столетий (от 250 до 750 лет), а типичная величина изменения уровня составляла около 15 м. Исследование возможных пусковых механизмов, которые могут синхронизировать разгрузку ледовых щитов, является одним из важнейших вопросов, связанных с событиями Хайнриха. В литературе предложены и другие механизмы формирования слоев Ханриха, например разрушение шельфовых ледников [Hemming, 2004] или йокульхлейп ледниковых озер, располагавшихся в области Гудзонова залива (йокульхлейп – резкий сброс больших объемов воды из подледных или приледниковых озер, иногда он может быть спровоцирован извержением подледных вулканов) [Johnson, Lauritzen, 1995].

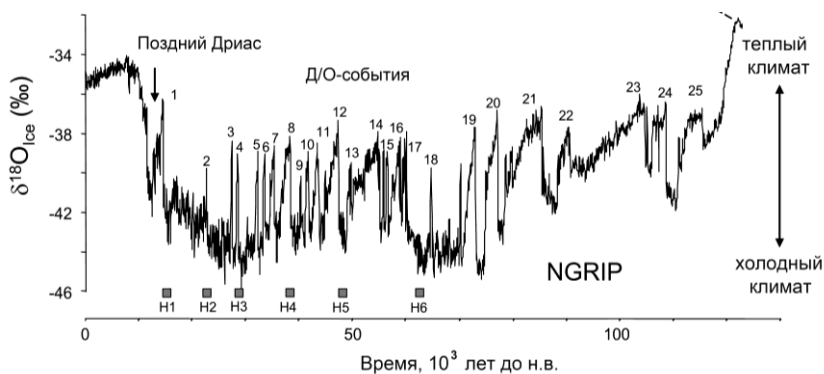


Рисунок 1.7 – Относительное содержание изотопа кислорода-18 ($\delta^{18}\text{O}$) в ледовых ядрах, косвенно характеризующее температуру воздуха (данные проекта NGRIP) [Andersen et al., 2004]. На рисунке отмечено последнее резкое похолодание – поздний дриас, Д/О-события и события Хайнриха пронумерованы (1–25 и H1–H6, соответственно). Заимствовано из работы [Clement, Peterson, 2008]

Анализ различных типов палеоданных показывает, что в Атлантическом океане за последние 115 тыс. лет кроме современного (теплого) режима реализовывались и другие режимы СМЦА, показанные на рисунке 1.8 [Rahmstorf, 2002].

При холодном режиме (соответствующем МЦА, показанной на рис.1.8,б) регион формирования САГВ смещался. Он располагался южнее Гренландии в области субполярной Северной Атлантики. При этом САГВ не опускалась так глубоко, как при современном режиме, она не проникала глубже 1,5–2 км. Как следствие, формировалась мелкая циркуляционная ячейка. При режиме Хайнриха (или off-режиме) в результате попадания в океан обломочного айсбергового материала и последующего резкого опреснения в Северной Атлантике при некоторых событиях Хайнриха продукция САГВ значительно уменьшалась или прекращалась совсем, это приводило к значительному ослаблению или полной остановке меридиональной циркуляционной ячейки. Абиссальные части Атлантического бассейна заполнялись глубинными водами антарктического происхождения. Таким образом, имеются надежные свидетельства широтных сдвигов областей конвекции и уменьшения интенсивности или даже полного прекращения формирования САГВ в прошлом, приводивших к резким изменениям величины меридионального переноса тепла (МПТ) и сопутствующим изменениям климатической системы. Более подробно они рассмотрены в нашей обзорной работе [Аверьянова, Полонский, 2017].

Таким образом, на основе анализа работ по палеоклиматической тематике подтверждена гипотеза множественности режимов ТХЦ и идея о важности изменений потоков тепла и солей в северной части Северной Атлантики как ключевого фактора, отвечающего за переход между режимами.

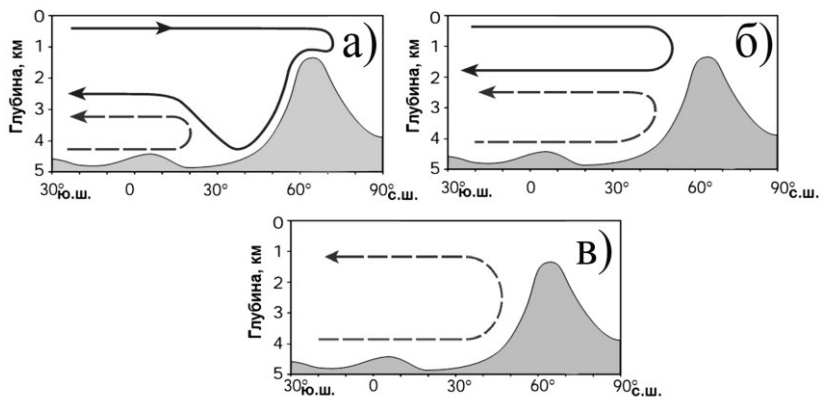


Рисунок 1.8 – Схематическое изображение трех основных режимов циркуляции в Северной Атлантике: а – современный режим; б – режим с мелкой циркуляционной ячейкой; в – режим Хайнриха (off-режим), при котором отсутствует формирование Североатлантической глубинной воды (САГВ). Штриховой линией показано распространение Антарктической придонной воды (АДВ), сплошной – САГВ (по данным работы [Rahmstorf, 2002])

1.7 Влияние меридиональной циркуляции в Атлантическом океане на климатическую систему

Для начала рассмотрим основные механизмы воздействия океана на климат [Trenberth, Caron, 2001; Полонский, 2008], которые сводятся к следующему:

1) за счет большей инерционности и теплоемкости по сравнению с атмосферой (теплозапас атмосферы равен запасу тепла в 3-метровом слое океана) океан медленно нагревается и охлаждается, сглаживает климатические контрасты и уменьшает амплитуду сезонных колебаний гидрометеорологических параметров;

2) океан является основным источником пара для атмосферы, регулируя облачность и радиационный баланс Земли;

3) океан обеспечивает существенную долю МПТ в системе океан – атмосфера, особенно в низких широтах. В

приэкваториальных широтах эта доля достигает $\sim 2/3$ общего интегрального МПТ. Это приводит к сглаживанию межширотных климатических контрастов;

4) океан навязывает климатической системе собственные частоты, обусловленные временем бароклинного приспособления крупномасштабных океанических круговоротов и глобальной меридиональной циркуляции к меняющимся атмосферным условиям.

Из Южной Атлантики тепло переносится в Северную. Кросс-экваториальный перенос тепла составляет по разным оценкам от 0,4 до 0,6 ПВт ($1 \text{ ПВт} = 10^{15} \text{ Вт}$), а максимум МПТ, направленного на север (около 1,4 ПВт), приходится на субтропические широты Северной Атлантики [Полонский, Крашенинникова, 2010; Marshall et al., 2014; Buckley, Marshall, 2016]. В результате этого переноса в части Атлантики, располагающейся к северу от 40° с. ш., термоклин значительно теплее (примерно на 3°C), чем в Тихом океане [Buckley, Marshall, 2016]. На рис. 1.9 представлены прямые оценки пространственно-временной изменчивости МПТ, из них видно, что в настоящее время в северной части Атлантического океана происходит перенос тепла к полюсу, типичная величина которого около порядка 1 ПВт. Для сравнения отметим, что современная человеческая цивилизация использует 10 ТВт энергии (то есть 10^{13} Вт). Это означает, что только около 1% от величины МПТ, равной 1 ПВт, может удовлетворить все энергетические потребности человечества [Schlesinger et al., 2006].

В ряде работ (см., например, обзорную работу [Buckley, Marshall, 2016] и цитируемые в ней статьи) указывается на важнейшую роль океанического МПТ в асимметрии среднего положения ВЗК, сдвинутой к северу от экватора. Подробно механизм влияния океанического МПТ на положение ВЗК рассмотрен в работе [Marshall et al., 2014]. По оценкам, приведенным в этой работе, суммарный радиационный поток на верхней границе атмосферы симметричен относительно экватора, а суммарный (в океане плюс в атмосфере) кросс-

экваториальный МПТ направлен на север. Океанический МПТ на экваторе направлен на север и составляет (по данным этих авторов) около 0,4 ПВт. Чтобы скомпенсировать значительный океанический МПТ, внутритропическая зона конвергенции сдвигается к северу от экватора, а атмосферный МПТ направлен на юг и составляет $-0,2$ ПВт. Таким образом, суммарный перенос тепла в системе океан – атмосфера через экватор составляет около $0,2$ ПВт.

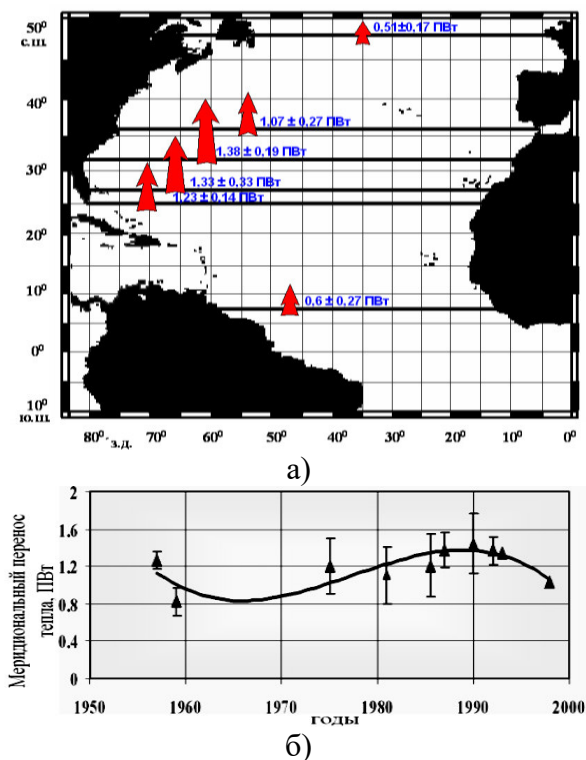
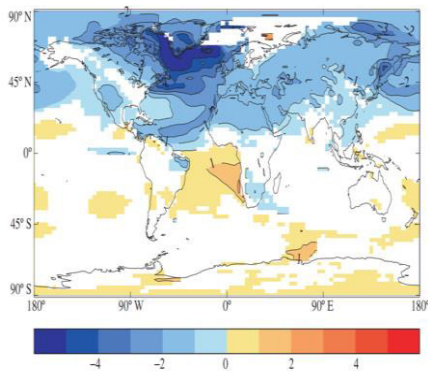


Рисунок 1.9 – Средние за период 1957–1998 гг. МПТ в северной части Атлантического океана и их среднеквадратические вариации (в ПВт) (а); временная изменчивость меридиональных переносов тепла в Субтропической Атлантике по данным прямых оценок с доверительными 90%-ми границами (вертикальные отрезки) и аппроксимирующий полином 6-ой степени (толстая кривая) (б). По данным работы [Полонский, Крашенинникова, 2007]

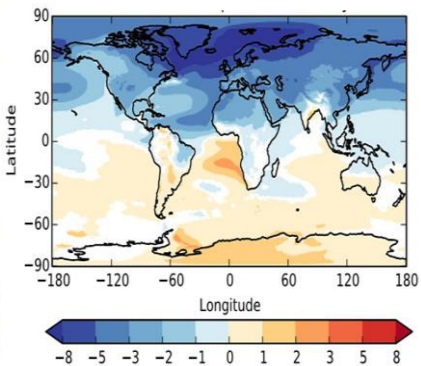
Рассмотрим возможный отклик климатической системы на ослабление или коллапс МЦА. Результаты модельных экспериментов показывают, что в среднем по Северному полушарию температурный отклик на блокировку МЦА, возникающую за счет резких изменений гидрологического цикла, приводящих к быстрому опреснению поверхности субарктических регионов Северной Атлантики, составляет ~ 2 °С [Vellinga, Wood, 2008], а региональные изменения еще более значительны (см. рис. 1.10). Так, например, максимум похолодания приурочен к Арктическому региону, где падение температуры превышает 12 °С. В Западной Европе в результате коллапса меридиональной циркуляционной ячейки возможно похолодание на 3–5 °С в первое десятилетие и на 2–3 °С в третье десятилетие после коллапса.

Эффект прямого охлаждения СП может усиливаться за счет увеличения площади акваторий, покрытых морским льдом в ответ на сокращение переноса тепла океана в Арктику [Vellinga, Wood, 2002]. Этот результат получен и в различных модельных исследованиях [Kageyama et al., 2013; Stouffer et al., 2006], хотя географические масштабы и величина охлаждения варьируют в зависимости от модели. Некоторые модели также показывают небольшое потепление в Южной Атлантике [Jackson et al., 2015; Weijer et al., 2019].

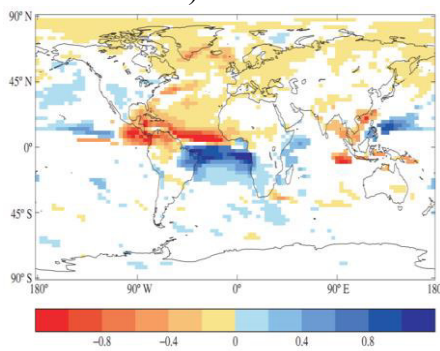
Кроме того, остановка ТХЦ может привести к снижению количества осадков над сушей в Северном полушарии [Kageyama et al., 2013; Stouffer et al., 2006], а также к быстрому локальному изменению уровня моря – до 25–50 см в северной части Атлантического океана. Наиболее серьезные последствия изменения уровня моря возможны для северо-востока Америки [Levermann et al., 2005; Little et al., 2017; Pardaens et al., 2011; Yin et al., 2009]. Изменения в количестве осадков и уровня моря могут существенно повлиять и на регионы за пределами Северной Атлантики [Wood et al., 2003, Vellinga, Wood, 2008].



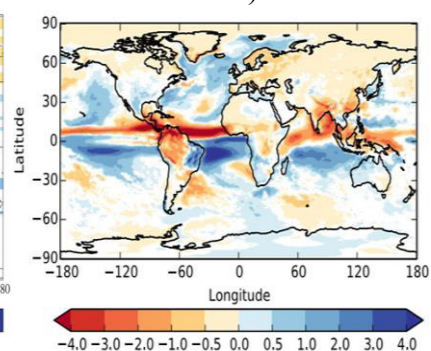
а)



б)



в)



г)

Рисунок 1.10 – Осредненный отклик на искусственную блокировку ТХЦ в моделях HadCM3 (а, в) и HadGEM (б, г); отклик в приземной температуре воздуха (°C) (а, б); отклик в потоках пресных вод, определяемых разностью осадков и испарения (в, г). Испарение указано в м/год (в) и в мм/день (г). Источник рисунков [Wood et al., 2003; Jackson et al., 2015]

Другое значительное проявление остановки СМЦА, как уже говорилось выше, – смещение к югу положения ВЗК в Атлантике [Kageyama et al., 2013; Stouffer et al., 2006; Liu et al., 2020]. Такого рода сдвиг в ВЗК вызывает очень существенные изменения сезонных осадков на региональном уровне, которые могут привести к серьезным последствиям, например, для водосбора Амазонки [Jackson и др., 2015; Parsons et al., 2014;

Chen 2018] и Африканского региона [Chang et al., 2008; Defrance et al., 2017]. По результатам некоторых модельных работ получены значительные изменения в тропических осадках вне Атлантики [Weijer et al., 2019]. Точное положение регионов, где наиболее ярко выражены подобные изменения, по разным модельным оценкам различается. Кроме того, достаточно хорошо изучено влияние ослабления СМЦА на муссон в Индийском океане и ЭНЮК [Timmermann et al., 2007; Williamson et al., 2017; Zhang, Delworth, 2005]. В этом случае изменения в погодных условиях происходят из-за изменения режима атмосферной циркуляции.

В ряде работ, например, [Brayshaw et al., 2009; Woollings et al., 2012], показано, что ослабление СМЦА может привести к смещению положения траекторий североатлантических циклонов в зимний период к северу (то есть как при положительной фазе САК) и расширению его на восток вглубь континента, а также увеличению количества и интенсивности циклонов над Европе. Другие воздействия на Европу, наблюдаемые в моделях, включают изменения в летних осадках за счет сдвигов в атмосферной циркуляции [Jackson et al., 2015; Naarsma et al., 2015], изменения облачности, снежного покрова и речного стока [Jackson et al., 2015; Jacob et al., 2005].

Отметим, что в литературе также имеется описание результатов ряда исследований, например, [Bozbiyik et al., 2011; Kuhlbrodt et al., 2009; Zickfeld et al., 2008], посвященных потенциальным изменениям в углеродном цикле в земных и морских экосистемах при крупномасштабных изменениях океанической циркуляции.

Динамика крупномасштабных океанических переносов в Северной Атлантике, в особенности МЦА, играет важную роль в формировании низкочастотной изменчивости температуры поверхности океана (ТПО) и потоков тепла на границе раздела океана и атмосферы. Инструментальные данные, модельные расчеты [Schlesinger and Ramankutty, 1994; Kushnir, 1994; Delworth et al., 2007; Deser et al., 2010] и

косвенные (прокси) данные [Mann, Park, 1994; Delworth, Mann, 2000; Gray et al., 2004; Svendsen et al., 2014] указывают на наличие значительной междесятилетней изменчивости ТПО, известной как Атлантическая мультидекадная осцилляция – АМО [Schlesinger and Ramankutty, 1994, Kerr, 2000; Knight et al., 2005; Delworth et al., 2007; Deser et al., 2010]. АМО – это квазипериодические изменения ТПО в Северной Атлантике с характерным временным масштабом от 50 до 100 лет. Для количественной характеристики АМО обычно используют индекс АМО, который представляет собой среднегодовую аномалию ТПО в Северной Атлантике (осредненную между экватором и 60° с. ш.). Временной ход индекса АМО, в котором удалены колебания с периодом менее 10 лет, представлен на рис.1.11. Пространственная структура аномалий при положительной фазе АМО показана на рис. 1.12. Наибольшие аномалии соответствуют субполярным регионам.

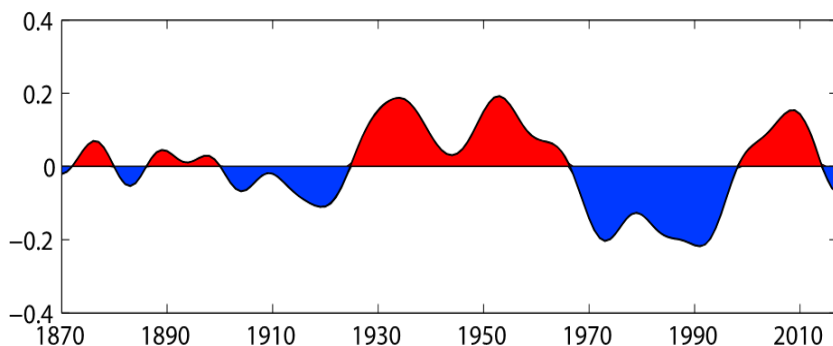


Рисунок 1.11 – Индекс АМО, в котором удалены колебания с периодом менее 10 лет. По данным работы [Zhang et al., 2019]

В ряде работ показано, что АМО эффективно влияет на глобальный и региональный климат (например, [Delworth et al., 2007; Полонский, 2008]). Очевидно, что АМО связана с относительно медленными процессами океанического переноса, в особенности с МЦА. Достаточно подробный обзор публикаций на эту тему приведен в работе [Zhang et al., 2019].

Далее будут приведены прямые доказательства связи АМО и МЦА.

В ряде работ, выполненных с использованием наиболее разработанных на сегодня моделей системы океан – атмосфера, исследована взаимосвязь между МЦА и АМО и обнаружена значимая корреляция между ними (с учетом запаздывания между низкочастотной изменчивостью МЦА и ТПО). Во многих работах явно продемонстрировано, что аномалии ТПО – результат изменчивости МЦА и МПТ [Häkkinen, 1999; Delworth, Mann, 2000; Knight et al., 2005; Latif et al., 2007; Msadek and Frankignoul, 2009; Zhang, 2010a; Delworth and Zeng, 2012; Roberts et al., 2013]. Авторами работ [Dahl et al., 2005; Dong, Sutton, 2007; LeGrande et al., 2006; Stouffer et al., 2006; Timmermann et al., 2007; Vellinga, Wood, 2002; Zhang, Delworth, 2005] показано, что межполушарный асимметричный отклик ТПО на резкое ослабление МЦА напоминает диполь ТПО в Атлантике, соответствующий отрицательной фазе АМО. Отметим, что результаты программы RAPID указывают на значимое ослабление интенсивности МЦА в период между 2004 и 2014 гг., согласованное со сменой фазы АМО [Frajka-Williams et al., 2016; Robson et al., 2016]. Прямые оценки пространственно-временной изменчивости МПТ, выполненные другими авторами, также подтверждают, что изменчивость МПТ является одним из механизмов, отвечающих за формирование низкочастотной изменчивости ТПО и потоков тепла на границе раздела океан – атмосфера [Полонский, 2008; Hodson et al., 2010; Hodson et al., 2014; Latif et al., 2006; Roberts et al., 2013; Zhang et al., 2013; Zhang et al., 2011].

Необходимо подчеркнуть, что в литературе описан ряд альтернативных механизмов, которые отрицают определяющую роль МЦА в формировании АМО. К таким механизмам относятся, в частности, вариации внешнего радиационного форсинга Атлантического океана. Причиной таких вариаций могут служить изменения концентрации

аэрозолей в атмосфере антропогенного и вулканического происхождения. Именно такие изменения рассматриваются частью авторов как основная причина АМО (см., например, [Bellomo et al., 2018; Bellucci et al., 2017; Booth et al., 2012; Dunstone et al., 2013; Mann, Emanuel, 2006; Murphy et al., 2017]). Кроме этого, в некоторых работах АМО интерпретируется как океанический отклик в виде красного шума на внешнее стохастическое воздействие поверхностных потоков тепла, обусловленное влиянием атмосферы, без учета меридионального переноса тепла в океане [Clement et al., 2015]. Однако в работе [Zhang et al., 2019] приведено достаточно подробное обсуждение и обоснованная критика этих гипотез.

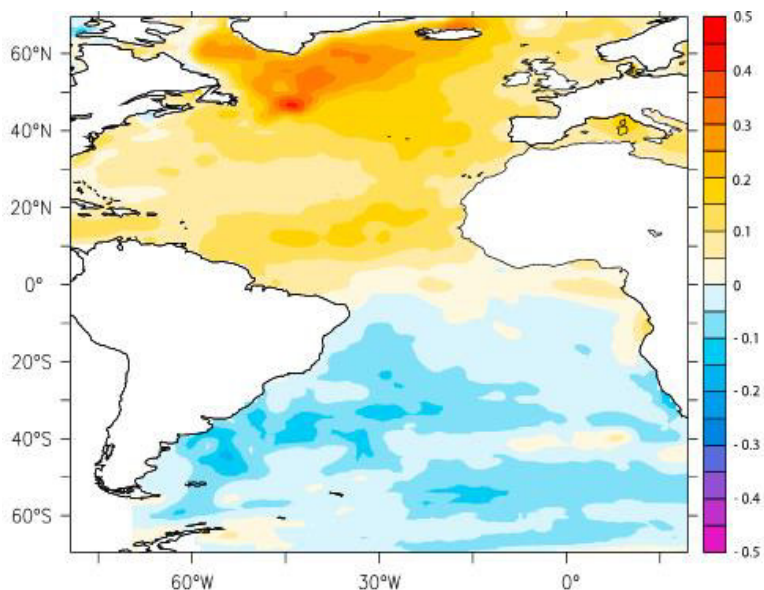


Рисунок 1.12 – Пространственная структура аномалий ТПО при положительной фазе АМО. Рисунок заимствован из работы [Zhang et al., 2019]

Отметим, что МЦА участвует в переносе антропогенного теплового и углеродного сигналов от поверхностных к глубинным слоям океана. Причем Костов с

соавторами [Kostov et al., 2014] показали, что МЦА занимает центральное место в переносе и перераспределении антропогенной составляющей изменений температуры в глубинных слоях, регулируя теплосодержание океана в условиях глобального потепления. В работах [Marshall et al., 2013; Marshall et al., 2015] исследуется роль МЦА в формировании наблюдаемых пространственно-временных характеристик отклика климатической системы на изменение антропогенного CO_2 . Авторы этих работ обращают внимание на важную роль верхней ветви МЦА в более быстром потеплении Арктик (по сравнению с Южным океаном) в ответ на увеличение концентрации CO_2 в атмосфере.

Из приведенного выше обзора опубликованных работ становится ясно, что изменения МЦА оказывают значительное влияние на глобальную климатическую систему. Поэтому актуальность исследования устойчивости современного режима МЦА в Северной Атлантике в условиях меняющегося климата очевидна.

ГЛАВА 2 КЛИМАТИЧЕСКАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ФАКТОРОВ, КОНТРОЛИРУЮЩИХ ТЕРМОХАЛИННУЮ ЯЧЕЙКУ

2.1 Изменчивость потоков тепла и пресных вод на акватории Атлантического океана

Как следует из результатов работ, проанализированных в первой главе, варьирующие потоки тепла и пресных вод являются важнейшим фактором, контролирующим изменчивость термохалинной циркуляции в Атлантическом океане. Поэтому в настоящей главе будет проанализирована изменчивость различных компонент внешнего теплового баланса океана и баланса пресных вод в Атлантическом океане.

2.1.1 Характеристика материала, использованного для оценки изменчивости потоков тепла и пресных вод. Методика его обработки

Для оценки изменчивости потоков тепла и пресных вод использованы ежемесячные данные реанализа NCEP по осадкам (P), турбулентным явным (H) и скрытым (LE) потокам тепла, коротковолновой (SW) и длинноволновой (LW) радиации за период 1950–2020 гг. для акватории Атлантического океана. Величины потоков представлены в узлах гауссовской сетки со средним шагом по широте и долготе $1,9^\circ$ и $1,875^\circ$ соответственно. По этим данным рассчитывались следующие величины:

- климатические величины испарения (E), разности осадки – испарение ($P - E$) и суммарных турбулентных потоков тепла ($H + LE$), коротковолновой и длинноволновой радиации;
- отношение явных потоков тепла к скрытым – отношение Боуэна ($Bo = H/LE$);

– коэффициент линейного тренда рядов $(H + LE)$ и $(P - E)$, уровень значимости линейного тренда определялся по критерию Манна – Кендалла [Kendall, 1975; Mann, 1945];

– среднеквадратические отклонения (СКО) рядов $(H + LE)$, $(P - E)$, SW , LW , в которых предварительно удалялся линейный тренд (далее для суммарных турбулентных потоков тепла и потоков осадки – испарение они обозначены СКО-HLE и СКО-P-E);

– СКО суммарных турбулентных потоков тепла и потоков влаги, обусловленных осадками и испарениями, на низких (СКО10-HLE, СКО30-HLE и СКО10-P-E и СКО30-P-E) и высоких (СКОвч10-HLE и СКОвч10-P-E) частотах. Они были выделены с использованием фильтра Тьюки [Bloomfield, 2000]. Параметры фильтра выбирались таким образом, чтобы полностью подавить колебания с периодами менее 10 и менее 30 лет. СКОвч10-HLE и СКОвч10-P-E рассчитывались как корень из разности дисперсий исходного ряда и фильтрованного (в котором удалены колебания с периодом более 10 лет);

– коэффициенты вариации $(H + LE)$ на низких частотах (Cvar10-HLE и Cvar30-HLE).

2.1.2 Баланс тепла в Атлантическом океане

Рассмотрим характеристики суммарного количества тепловой энергии, получаемой или отдаваемой на поверхность Атлантики, т.е., внешний тепловой баланс океана. Уравнение для внешнего теплового баланса (B) записывается в следующем виде:

$$B = R - H - LE, \quad (2.1)$$

где: H и LE – турбулентный явный и скрытый потоки тепла из океана в атмосферу;

R – радиационный баланс океана; $R = SW - LW$, SW – приходящая коротковолновая радиация, LW – уходящая длинноволновая радиации [Тимофеев, Юровский, 2004].

Климатические величины LW и SW для января приведены на рис. 2.1. Основной вклад в изменчивость теплового баланса вносят турбулентные (скрытые и явные) потоки тепла. Изменчивость приходящей коротковолновой и уходящей длинноволновой радиации значительно меньше, чем изменчивость скрытых и явных турбулентных потоков тепла. На рис. 2.2, 2.3 приведены СКО коротковолновой и длинноволновой радиации по данным NCEP. Из этих рисунков видно, что СКО радиационного баланса на большей части акватории Атлантического океана не превышают 20 Вт/м^2 , что примерно на порядок меньше СКО суммарных турбулентных потоков тепла (см. п. 2.1.3, рис. 2.7; Тимофеев, Юровский, 2004)

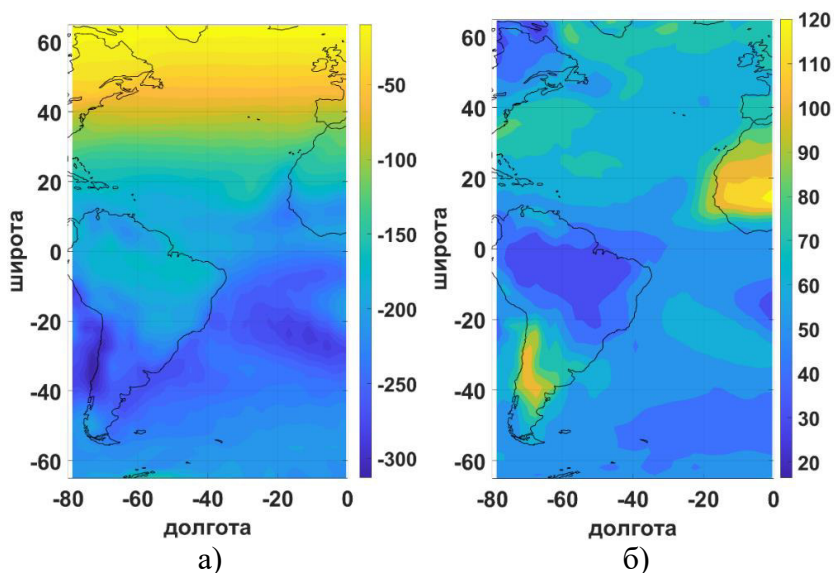


Рисунок 2.1 – Пространственное распределение средних за 1950–2020 гг. величин приходящей коротковолновой (а) и уходящей длинноволновой (б) радиации в Атлантике в январе, Вт/м^2 . Отрицательные величины соответствуют направлению потока из атмосферы в океан, положительные – из океана в атмосферу

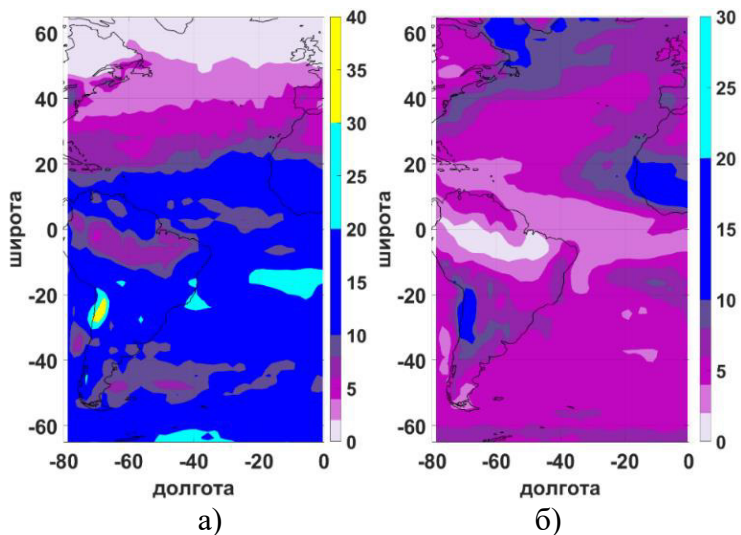


Рисунок 2.2 – Пространственное распределение среднеквадратических отклонений приходящей коротковолновой (а) и уходящей длинноволновой (б) радиации в Атлантике в январе, Вт/м²

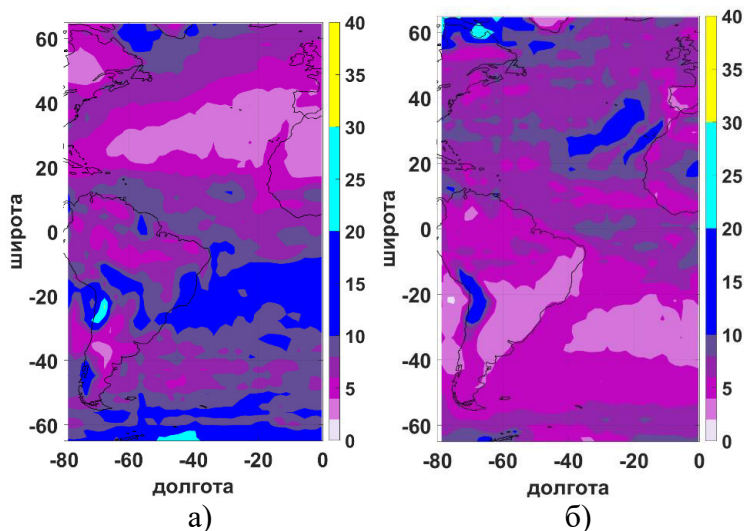


Рисунок 2.3 – Пространственное распределение среднеквадратических отклонений радиационного баланса (R) в Атлантике в январе (а), в июле (б), Вт/м²

Точнее, СКО радиационного баланса составляют не более 15–20% от СКО суммарных турбулентных потоков тепла. Другими словами, изменчивость внешнего теплового баланса главным образом обуславливается изменчивостью суммарных турбулентных потоков тепла. В областях формирования глубинных и придонных вод турбулентные потоки тепла – один из важнейших механизмов, контролирующих интенсивность ТХЦ. Поэтому далее в работе большое внимание уделяется именно изменчивости суммарных турбулентных потоков тепла.

2.1.3 Турбулентные потоки тепла и их изменчивость

Отметим, что проблема надежной оценки турбулентных потоков тепла на поверхности Мирового океана является отдельной, не до конца решенной в современной науке. Турбулентные потоки тепла, как известно, трудно определить на больших пространственных (в масштабах океанических бассейнов) и временных масштабах (от межгодовых до десятилетних). Турбулентные потоки тепла можно оценить прямым методом:

$$H = C_p \cdot \rho \cdot \overline{w'T'}, \quad (2.2)$$

$$LE = L_s \cdot \rho \cdot \overline{w'q'}, \quad (2.3)$$

где c_p – теплоемкость воздуха при постоянном давлении P ;

ρ – плотность воздуха;

w' , T' , q' – пульсации вертикальной скорости, влажности и температуры;

L_s – скрытая теплота испарения.

Однако измерения турбулентных пульсаций w' , T' и q' слишком трудоемки и немногочисленны для получения соответствующих оценок, они проводятся на неподвижных платформах, но чаще на буйках, научно-исследовательских судах

и с самолетов. Прямые методы определения потоков связаны с существенными трудностями: сложно учесть движения буя (или другого подвижного основания), воздействия на датчики морских брызг, которые затрудняют измерения пульсаций температуры и влажности воздуха, особенно при больших скоростях ветра. Поэтому для расчета турбулентных потоков приходится пользоваться приближенными формулами, следующими из полуэмпирической теории турбулентности:

$$H = \rho C_p C_H u_z (T_0 - T_z), \quad (2.3)$$

$$LE = L_s C_E u_z (q_0 - q_z), \quad (2.4)$$

где u_z , T_z и q_z – скорость ветра, температура и влажность воздуха на стандартной высоте 10 м;

T_0 и q_0 – температура воды в поверхностном слое и влажность насыщенного воздуха при температуре T_0 и заданной солености воды;

C_H и C_E – безразмерные коэффициенты теплообмена и переноса влаги (числа Стентона и Дальтона):

$$C_H = \frac{\overline{w'T'}}{u_z(T_0 - T_z)}, \quad (2.5)$$

$$C_E = \frac{\overline{w'q'}}{u_z(q_0 - q_z)}. \quad (2.6)$$

C_H и C_E зависят от скорости, направления и продолжительности ветра, стратификации атмосферы, параметров волнения. Рассмотрим кратко эти зависимости.

C_H существенно возрастает при переходе от устойчивой стратификации атмосферы к неустойчивой. Для целей моделирования некоторые авторы используют два значения C_H , равные $0,83 \cdot 10^{-3}$ (при устойчивой стратификации атмосферы) и $1,1 \cdot 10^{-3}$ (при неустойчивой). Коэффициент переноса влаги C_E по величине больше коэффициента

теплообмена, и его наиболее вероятное значение лежит между $1,1 \cdot 10^{-3}$ и $1,6 \cdot 10^{-3}$. Устойчивая стратификация уменьшает, а неустойчивая увеличивает C_E (также, как и C_H). Кроме этого, коэффициенты теплообмена и переноса влаги возрастают при увеличении скорости ветра. Так, например, C_E (при стратификации, близкой к нейтральной) увеличивается от $1,5 \cdot 10^{-3}$ при $u = 15 \div 20$ м/с до величин порядка $10 \cdot 10^{-3}$ при $u \approx 30$ м/с [Ефимов и др., 1984; Тимофеев, Юровский, 2004]. При дальнейшем увеличении скорости ветра (т.е., при ветрах, наблюдаемых в тропических ураганах) происходит уменьшение C_E [Black et al., 2008; Козлов, 2021].

Многочисленные неточности, связанные с большой чувствительностью потоков к параметризации процессов обмена в приводном пограничном слое в условиях интенсивной изменчивости скорости ветра и состояния поверхности моря, обсуждаются, например, в работах [WGASF, 2000; Josey, Smith, 2006; Loeb et al., 2009; Josey et al., 2013; Yu et al., 2013; von Schuckmann et al., 2015; L'Ecuyer et al., 2015; Valdivieso et al., 2017; Bentamy et al., 2017; Cronin et al., 2019; Yu, 2019a].

Подробное сравнение продуктов, содержащих данные по турбулентным скрытым и явным потокам тепла, приведено в работах [Базюра и др., 2009; Valdivieso et al., 2017; Bentamy et al., 2017; Yu, 2019; Justino et al., 2019 и др.]. В работе [Valdivieso et al., 2017] на основе сравнения 16 продуктов, содержащих глобальные потоки тепла за период 1993–2009 гг., оценены некоторые характеристики межгодовой и сезонной изменчивости турбулентных потоков тепла. Показано, что реанализ NCEP характеризуется глобальным бюджетом тепла, близким к сбалансированному (дисбаланс составляет ~ 3 Вт/м²), в отличие от других реанализов, например MERRA-2 (дисбаланс составляет ~ 21 Вт/м²) и ERA-Interim (дисбаланс составляет ~ 11 Вт/м²). Проблемы замыкания бюджета энергии и пресной воды в различных продуктах подробно обсуждаются в [Yu, 2019a].

Каян [Cayan, 1992; Cayan, 1992a; Cayan, 1992b] исследовал межгодовую изменчивость потоков и их взаимосвязь с атмосферной циркуляцией и аномалиями ТПО на основе среднемесячных данных массива, используя COADS (Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set). Он выявил, что межгодовая изменчивость поверхностных потоков связана с доминирующими дальнедействующими структурами атмосферной циркуляции над Северной Атлантикой и северной частью Тихого океана. На большей части акватории этих регионов турбулентные потоки тепла вносят больший вклад в аномалии ТПО, чем вертикальное перемешивание [Cayan, 1992b]. В работе [Liu, Curry, 2006] на основании данных GSSTF2, HOAPS2, ERA-40, NCEP-R2 выявлено, что статистически значимые положительные тренды LE за период 1989–2000 гг. в тропической и субтропической зонах Мирового океана обусловлены положительным трендом скорости ветра.

Некоторые оценки изменчивости суммарных потоков тепла в Северном полушарии выполнены в работах [Hughes, 2006; Белоконь, Полонский, 2007]. По данным массива FSU3 (Florida State University fluxes) первая эмпирическая ортогональная функция (ЭОФ) для LE описывает 26%, а для H – 21% общей дисперсии турбулентных скрытых и явных потоков тепла в Северной Атлантике [Hughes, 2006]. По данным NCEP показано, что первая ЭОФ суммарных потоков тепла в СП ответственна за 34% общей изменчивости. Временной ход первой моды свидетельствует о наличии крупномасштабной климатической изменчивости с типичным периодом 60–80 лет. В [Jin et al., 2008] обсуждаются закономерности распределения климатических величин и СКО H, LE, H + LE, особенности сезонной изменчивости турбулентных потоков тепла по данным проекта Global Flux Datasets from the Objectively Analyzed Air-sea Fluxes (OAFlex). В [Gulev, Belyaev, 2012] проведен анализ параметров распределения вероятности поверхностных турбулентных потоков тепла, рассчитаны средние климатические величины, характеристики сезонной и межгодовой изменчивости

параметров распределения и экстремальные величины турбулентных потоков тепла оценены на основе данных реанализа NCEP–NCAR для периода 1948–2008 гг. Показано, что тенденции увеличения скрытых потоков тепла на $4\div 7 \text{ Вт/м}^2$ за 10 лет и явных потоков тепла на $2\div 3 \text{ Вт/м}^2$ за 10 лет в окрестности западных пограничных течений уравниваются отрицательными трендами H и LE в других областях (например, в зоне низких широт, в окрестности АЦТ).

Таким образом, в ряде работ, цитируемых выше, исследуются различные аспекты изменчивости суммарных турбулентных потоков тепла. Далее основное внимание мы уделим выделению регионов в Атлантическом океане, где эта изменчивость наиболее ярко выражена. Ставя такую задачу, мы предполагаем, что в регионах формирования глубинных и придонных вод в Атлантическом океане в изменчивости потоков тепла на поверхности океана должна присутствовать хорошо выраженная низкочастотная компонента. Подтверждение данной гипотезы приводится в п. 2.1.3.1–2.1.3.3.

2.1.3.1 Особенности пространственного распределения турбулентных потоков тепла

Прежде чем переходить к оценке изменчивости турбулентных потоков тепла полезно рассмотреть особенности пространственного распределения их средних (климатических) величин.

По данным реанализа NCEP в Атлантическом океане среднемесячные величины (H + LE), осредненные за период 1950–2020 гг., изменяются в пределах от -30 до 400 Вт/м^2 (рис. 2.4). Максимальные положительные величины (H + LE) наблюдаются зимой СП в окрестности течения Гольфстрим, на акватории Лабрадорского моря и на границе кромки льда в Северном Ледовитом океане ($200 \leq (H + LE) \leq 400 \text{ Вт/м}^2$). При этом в Атлантическом секторе Южного океана отмечаются

минимальные положительные величины турбулентных потоков тепла ($0 \leq (H + LE) \leq 25 \text{ Вт/м}^2$).

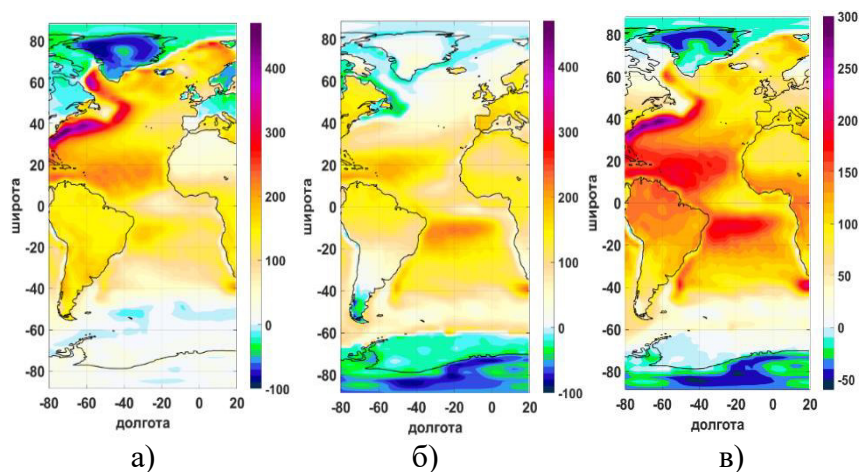


Рисунок 2.4 – Пространственное распределение средних за 1950–2020 гг. величин суммарных турбулентных потоков тепла, Вт/м^2 : среднемесячных за январь (а), июль (б) (по данным работы [Аверьянова, 2021]) и среднегодовых (в)

Несмотря на явное преобладание положительных величин, в исследуемом регионе наблюдаются и отрицательные величины ($H + LE$). К таким районам относятся области, покрытые льдом ($-30 \leq (H + LE) \leq -10 \text{ Вт/м}^2$), и окрестности Лабрадорского, Западно- и Восточно-Гренландского течений ($-20 \leq (H + LE) \leq 0 \text{ Вт/м}^2$) в теплый период СП (с июня по август). В этих районах явные потоки тепла направлены из атмосферы в океан, т. к. температура поверхности океана ниже, чем температура воздуха, а скрытые потоки малы. Таким образом, на этих акваториях H являются главной составной частью ($H + LE$), обуславливающей отрицательные величины суммарных турбулентных потоков тепла. Наибольшие сезонные вариации ($H + LE$) соответствуют окрестности Гольфстрима, Лабрадорского моря, кроме льда в Гренландском море, где амплитуда сезонного хода ($H + LE$) составляет $110\text{--}200 \text{ Вт/м}^2$.

2.1.3.2 Особенности распределения трендов суммарных турбулентных потоков тепла

Анализ полей коэффициентов линейного тренда суммарных турбулентных потоков тепла ($K_{тр}$) для периода 1950–2020 гг. (см. рис. 2.5) показал, что в южной части Атлантического океана значимые на 95%-ном уровне коэффициенты линейного тренда среднегодовых суммарных турбулентных потоков тепла в зоне АЦТ отрицательны и составляют $(-0,1 \dots -1)$ Вт/(м²·год). При этом максимальные по абсолютной величине тренды ($H + LE$) получены для восточной части АЦТ. Здесь отрицательный тренд ($H + LE$) отмечается практически для всех месяцев года, а максимальные (по абсолютной величине) тренды соответствуют летне-осеннему периоду. В окрестности Южного Пассатного, Северного Пассатного и Гвианского течений, а также в Гвинейском заливе значимые тренды среднегодовых суммарных турбулентных потоков тепла отрицательны и составляют $-0,1 \dots -0,7$ Вт/(м²·год).

При рассмотрении полей $K_{тр}$ для каждого месяца выявлено, что тренды в Гвинейском заливе отрицательны и значимы на протяжении всего года, а в окрестности Гвианского течения – в период с июля по ноябрь. На акватории Южного Пассатного течения коэффициенты линейного тренда суммарных турбулентных потоков тепла отрицательны и значимы в период с июля по февраль. Здесь наибольшие площади областей, покрытых изолиниями положительных $K_{тр}$, отмечаются в сентябре и октябре. Положительные тренды среднегодовых ($H + LE$), значимые на уровне 95%, соответствуют западной части Южного субтропического антициклонического круговорота с максимумом в интервале широт от 35° до 45° ю. ш., где их величины составляют $0,2 \div 1$ Вт/(м²·год). Проанализировав поля коэффициентов линейного тренда для каждого месяца, можно утверждать, что отрицательные тренды ($H + LE$), значимые на уровне 95%, здесь выявлены практически для всех месяцев года за

исключением ноября и декабря, а наибольшие величины $K_{тр}$ и площади областей, в которых уровень значимости тренда превышает 95%, получены для апреля, мая, июня и июля.

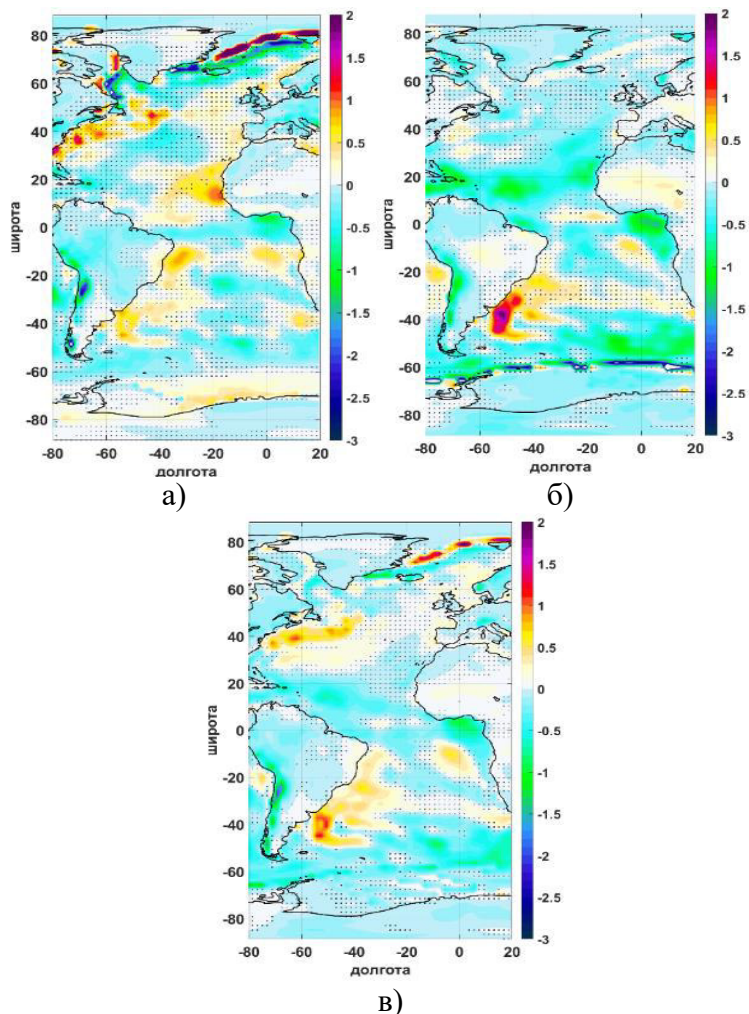


Рисунок 2.5 – Пространственное распределение коэффициентов линейного тренда суммарных турбулентных потоков тепла, Вт/(м²·год): среднемесячных за январь (а), июль (б) и среднегодовых (в) (по данным работы [Аверьянова, 2021]). Области, в которых уровень значимости тренда менее 95%, затемнены

В Северной Атлантике имеется такая же особенность, как и в Южной: положительные тренды среднегодовых ($H + LE$), значимые на уровне 95%, соответствуют западной части субтропического антициклонического круговорота $0,3 \div 0,7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{год})$. Анализ полей трендов ($H + LE$) для каждого месяца позволяет сделать вывод о том, что наибольшие величины положительных значимых коэффициентов линейного тренда ($H + LE$) в западных частях субтропических круговоротов соответствуют периоду осень – середина зимы. Максимальные величины $K_{\text{тр}}$ в окрестности Гольфстрима и на границе между северным субтропическим антициклоническим и северным полярным циклоническим круговоротами отмечаются в ноябре – декабре и составляют $1 \div 2 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{год})$. Кроме того, значимые отрицательные тренды ($H + LE$) отмечаются в окрестности Северного Пассатного течения с марта по ноябрь (рис. 2.6). В северной части Северной Атлантики значимые на 95%-ном уровне тренды среднегодовых ($H + LE$) получены в западной части Норвежского моря ($0,1 \div 0,3 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{год})$), на границе кромки льда в Гренландском море ($0,8 \div 1,8 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{год})$). В Дэвисовом и Датском проливах, в восточной части Гренландского моря тренды значимы на уровне 95%, но отрицательны ($-0,5 \dots -0,7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{год})$).

Таким образом, в различных регионах формирования САГВ тренды ($H + LE$) имеют различную направленность, а в областях формирования ЛВ тренд незначим на уровне 95%. В целом значимые на 95%-ном уровне тренды ($H + LE$) на большей части акватории Атлантического океана (за исключением западных частей антициклонических круговоротов) отрицательны. Ежегодное уменьшение притока тепла в нижнюю тропосферу в Мировом океане в результате ослабления турбулентного теплообмена океана с атмосферой одного порядка с дополнительным притоком тепла, обусловленным глобальным потеплением. Таким образом,

океан демпфирует потепление нижней тропосферы посредством уменьшения ($H + LE$).

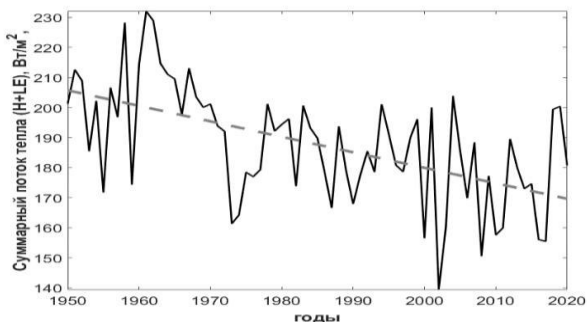


Рисунок 2.6 – Временной ход суммарных турбулентных потоков тепла в точке с координатами 20° с. ш., 50° з. д. в июле. Штриховой линией показан линейный тренд

Отметим, что при рассмотрении распределения среднемесячных трендов при переходе от одного месяца к другому в некоторых регионах в одном месяце тренд может быть большим, значимым и положительным, а в следующем – большим (по абсолютной величине), значимым и отрицательным. Объяснение возникновения таких мнимых трендов приведено в 5-м отчете МГЭИК [IPCC, 2013], где авторы, ссылаясь на [Tokinaga, Xie, 2011], связывают их с изменениями в методах измерения ключевых метеорологических параметров, в особенности скорости ветра.

2.1.3.3 Низкочастотная изменчивость турбулентных потоков тепла

Среднемесячные СКО-НЛЕ на акватории Атлантического океана изменяются в интервале от 1 до 260 Вт/м^2 . Максимальные СКО отмечены в Лабрадорском море, на границе кромки льда в Северном Ледовитом и Южном океанах и зимой СП у восточного побережья Северной Америки

($80 \leq \text{СКО} \leq 120 \text{ Вт/м}^2$), минимальные – на акваториях, покрытых льдом ($1 \leq \text{СКО-НЛЕ} \leq 10 \text{ Вт/м}^2$) (рис. 2.7).

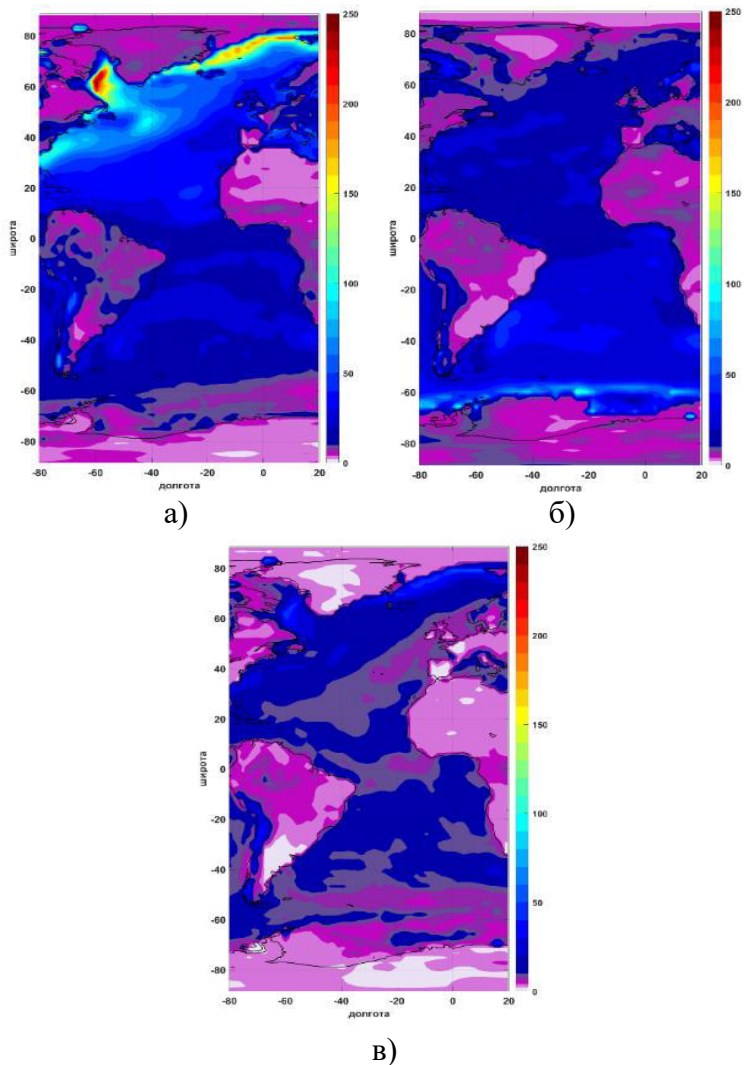


Рисунок 2.7 – Пространственное распределение СКО суммарных турбулентных потоков тепла, Вт/м^2 : за январь (по данным работы [Аверьянова, 2021]) (а), июль (б) и среднегодовых (в)

Отметим, что области максимумов СКО-НЛЕ и СКО_{вч10}-НЛЕ (т.е., максимума интенсивности относительно высокочастотных процессов с периодами менее 10 лет) совпадают и с регионами формирования САГВ (в Лабрадорском, Гренландском, Норвежском морях и окрестности Восточно-Гренландского течения). Здесь в зимний период СКО_{вч10}-НЛЕ варьируют в интервале от 60 до 230 Вт/м². Наибольшие величины СКО_{вч10}-НЛЕ отмечаются зимой в Лабрадорском море (от 150 до 230 Вт/м²).

Среднемесячные величины СКО суммарных турбулентных потоков тепла на низких частотах (для процессов с периодами более 10 лет - СКО₁₀-НЛЕ) и более 30 лет - СКО₃₀-НЛЕ)) в Атлантике изменяются от 0,1 до 120 Вт/м² (рис. 2.8, 2.9), а среднегодовые – от 0,1 до 60 Вт/м².

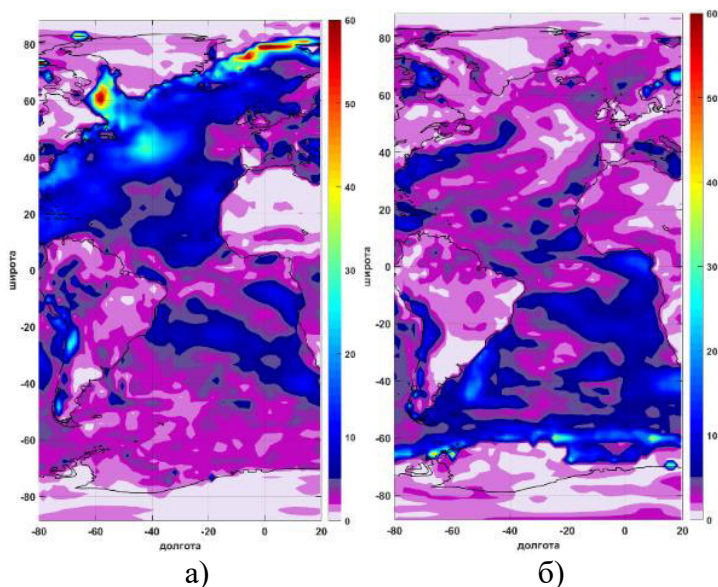


Рисунок 2.8 – Пространственное распределение СКО суммарных турбулентных потоков тепла, в которых удален линейный тренд и подавлены колебания с периодами менее 30 лет, Вт/м²: за январь (по данным работы [Аверьянова, 2021]) (а), июль (б)

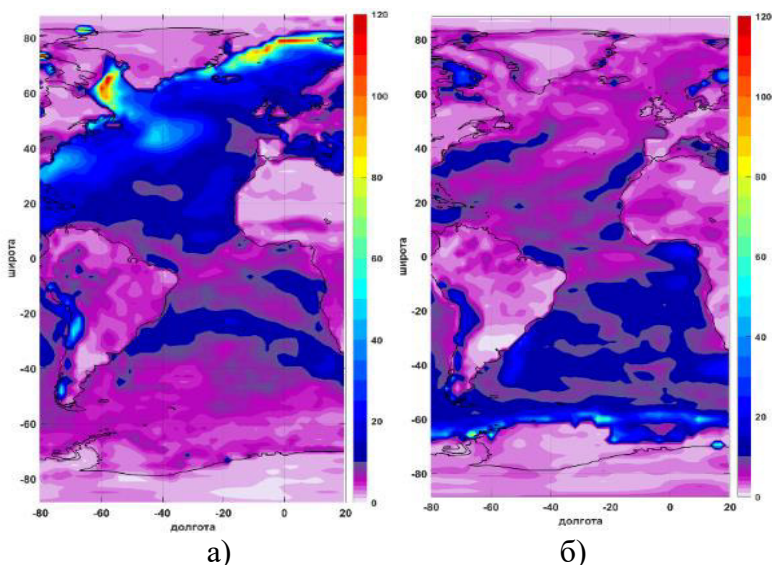
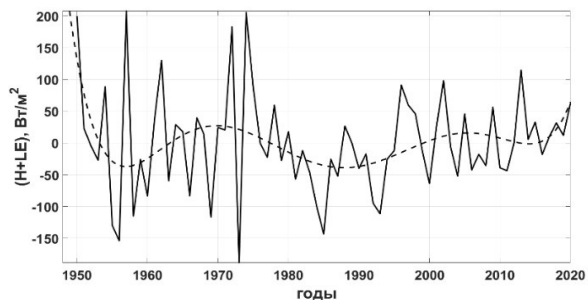


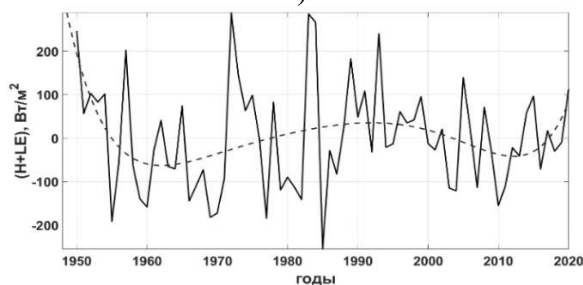
Рисунок 2.9 – Пространственное распределение СКО суммарных турбулентных потоков тепла, в которых удален линейный тренд и подавлены колебания с периодами менее 10 лет, Вт/м²: за январь (а), июль (б)

В Северной Атлантике максимум низкочастотной изменчивости (Н + LE) отмечается зимой в Лабрадорском, Гренландском, Норвежском морях, окрестности Восточно-Гренландского течения, т. е. в области формирования САГВ. В этих районах СКО₁₀-НLE и СКО₃₀-НLE составляют 50÷120 Вт/м² и 30÷60 Вт/м², а коэффициенты вариации (Cvar₁₀-НLE и Cvar₃₀-НLE) составляют 0,45÷1. На рис. 2.10а и 2.10б для примера показаны временные ряды (Н + LE) в точках, расположенных в Лабрадорском море. На этих рисунках хорошо видны колебания с периодами в несколько десятков лет. Для количественного подтверждения этого результата на рис. 2.11 приведен спектр, полученный в результате осреднения девяти периодограмм рядов (Н + LE), рассчитанных для разных точек Лабрадорского моря. Они расположены в сферической трапедии, вершины которой находятся в точках с координатами: 58,09° с. ш., 60° з. д.; 58,09° с. ш., 56,25° з. д.; 61,9° с. ш., 60° з. д.; 61,9° с. ш., 56,25°

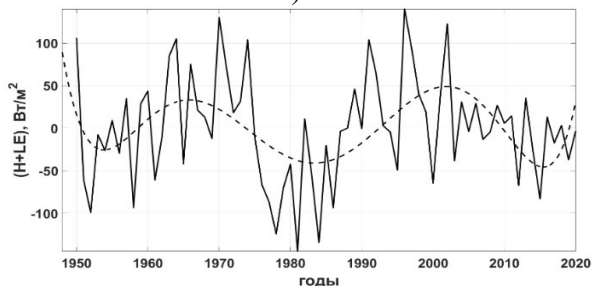
з. д. Значимый на уровне 80 % пик в спектре отвечает квази-двадцатилетней периодичности. Это подтверждает наличие значимой низкочастотной изменчивости турбулентных потоков тепла в Лабрадорском море.



а)



б)



в)

Рисунок 2.10 – Временной ход январских турбулентных потоков (H + LE), в котором удален линейный тренд, в трех точках Северной Атлантики. Штриховой линией показана аппроксимация рядов полиномом 6-й степени в точках с координатами 50,475° с. ш., 54,375° з. д. (а) ; 58,09° с. ш., 54,375° з. д. (б); 40,95° с. ш., 39,375° з. д. (в)

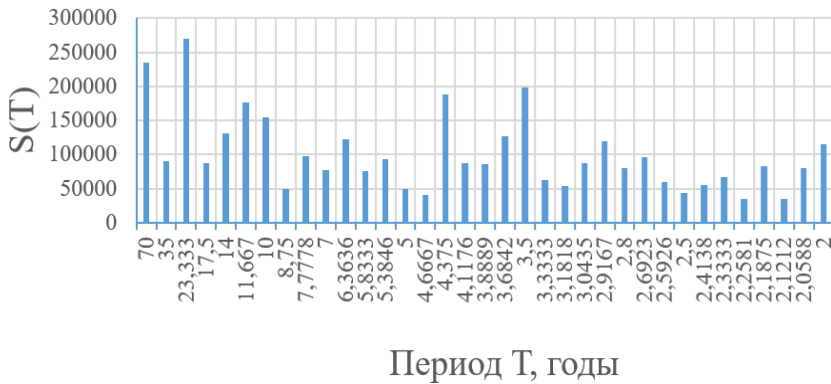


Рисунок 2.11 – Спектр, полученный в результате осреднения девяти периодограмм рядов (H + LE) в точках, расположенных в Лабрадорском море (подробности см. в тексте)

Очевидно, что достоверно выявить наличие колебаний с периодами более 30 лет на таких коротких рядах не представляется возможным. Однако можно отметить, что периодичность около 70 лет в изменчивости потоков тепла в регионе формирования САГВ согласуется с периодичностью АМО. Изменчивость (H + LE) в этом регионе, по-видимому, является одним из главных проявлений долгопериодных колебаний в системе океан – атмосфера. Другим проявлением этих колебаний является низкочастотная изменчивость адвективных переносов тепла [Полонский, 2008].

В Северной Атлантике также можно выделить районы, где отмечаются вторичные максимумы низкочастотной изменчивости (H + LE). В таких районах SKO10-HLE достаточно велики, но обычно не превышают 50 Вт/м^2 , а коэффициенты вариации $C_{\text{var10-HLE}}$ лежат в интервале от 0,1 до 0,3. К ним можно отнести окрестности Североатлантического течения и южную часть Гольфстрима. Здесь в зимний период $30 \leq \text{SKO10-HLE (H + LE)} \leq 50 \text{ Вт/м}^2$, а $0,15 \leq C_{\text{var10-HLE}} \leq 0,3$. Временной ряд H + LE для точки, расположенной в этой области, приведен на рисунке 2.10в. Видно, что здесь также выделяются колебания с периодом

несколько десятков лет. Причем они даже более ярко выражены, чем в Лабрадорском море

В Южной части Атлантического океана максимальная по амплитуде низкочастотная изменчивость турбулентных потоков тепла в основном приходится на кромку льда. В осенне-зимний период (с марта по август) в этой области СКО10-HLE и СКО30-HLE составляют соответственно $25 \div 60$ Вт/м² и $10-25$ Вт/м². Коэффициент вариации (Cvar10-HLE) здесь изменяется в широких пределах (от 0,2 до 0,8). Его наибольшие величины соответствуют зимнему периоду (июль – август).

Отметим, что в среднем для акватории Атлантического океана низкочастотная изменчивость H+LE (с периодами $T > 10$ лет и $T > 30$ лет) составляет соответственно 35 и 13% от общей изменчивости суммарных турбулентных потоков тепла за 1950–2020 гг.

Подчеркнем, что закономерности распределения низкочастотной изменчивости суммарных и явных потоков тепла сходны между собой. Это можно объяснить тем, что в районах, на которые приходятся основные максимумы низкочастотной изменчивости турбулентных потоков тепла, отношение Боуэна $Bo \geq 1$ (рис 2.12), т. е. явные потоки тепла являются главной составной частью (H + LE), определяющей и ее низкочастотную изменчивость [Базюра и др., 2009; Базюра и др., 2009а].

Отметим, что основные особенности изменчивости суммарных потоков тепла, полученные по данным реанализа NCEP, воспроизводятся и по данным других продуктов: массива OAFlux (Objectively Analyzed air-sea fluxes for the global oceans), атмосферных реанализов NCEP-R2 (The National Centers for Environmental Prediction Department of Energy) и MERRA2 (Modern-Era Retrospective analysis for Research and Applications, Version 2). Этот вывод следует из данных, приведенных в приложении А.

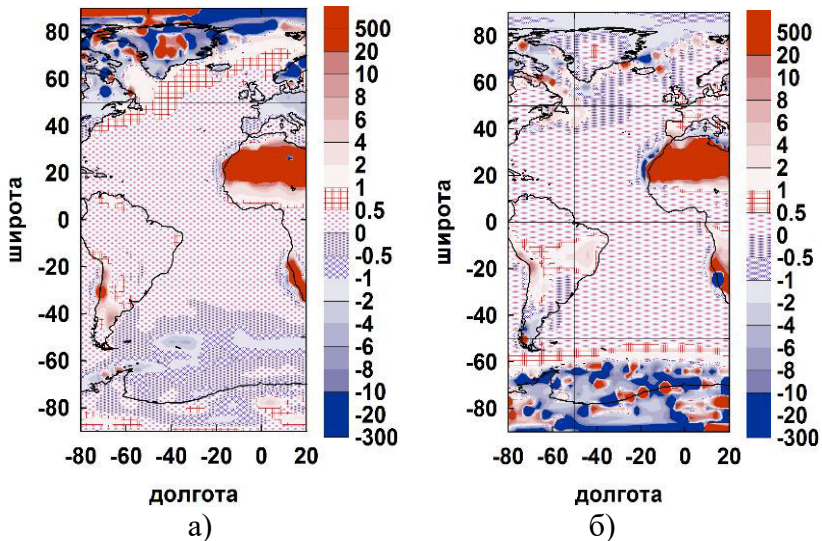


Рисунок 2.12 – Пространственное распределение отношения Боуэна (по данным работы [Базюра и др., 2009]): а – январь; б – июль

2.1.4 Баланс пресных вод в Атлантическом океане

Кроме потоков тепла на термохалинные характеристики вод в регионах формирования САГВ и АДВ оказывает влияние изменчивость потоков пресных вод (потоков соли). Баланс пресных вод (B_{fw}) в океане определяется по формуле

$$B_{fw} = P - E + Riv + I, \quad (2.7)$$

где: $(P - E)$ – потоки пресных вод через поверхность океана, которые можно определить, как разность осадков и испарения

Riv – континентальный речной сток;

I – поток пресных вод за счет изменения объема морского льда и наземных ледников.

В литературе величину $(P - E)$ иногда называют также суммарными осадками. Значение E можно рассчитать, зная

скрытый поток тепла, по формуле $LE = \rho L_E E$, где ρ – плотность воды; L_E – удельная теплота парообразования, $L_E = (2,501 - 0,00237 \cdot T_s) \cdot 10^6$ (Дж/кг), T_s – температура поверхности моря [Yu, 2019a].

Величина континентального речного стока составляет ~10% от суммарной величины ($P - E$) над океаном [Large, Yeager, 2004; Boyer, 2006]. Если сравнить величину годового стока рек в Атлантику [Large, Yeager, 2004; Dai et al., 2009] и величину потока пресных вод за счет изменения объема морского льда в Арктике и наземного льда в Гренландии (приведенные, например, в работе [Arnell, 2005]), то получится, что вторая из них составляет ~30% от первой. Рассмотрим далее изменчивость каждого слагаемого правой части уравнения (2.7) более подробно.

2.1.5 Изменчивость потоков пресных вод, определяемых разностью осадков и испарения на акватории Атлантического океана

Оценка тенденций изменчивости $P - E$ в глобальном масштабе с использованием одних только прямых наблюдений является сложной задачей из-за ограниченных возможностей измерения испарения и неоднородности в наборах данных об осадках и испарении, полученных со спутников [Hegerl et al., 2015; López et al., 2017]. Поэтому оценки характеристик изменчивости $P - E$ преимущественно делают с использованием данных реанализов. Отметим, что с оценками характеристик изменчивости P и E , сделанными по данным реанализов ERA5 и MERRA-2, ERA-Interim и по данным синтетического продукта OAFflux2 (данные в этих продуктах представлены на более мелкой сетке, чем в реанализе NCEP), можно ознакомиться, например, в работах [Bosilovich et al., 2017; Hersbach et al., 2020; Craig et al., 2017; Yu L. et al., 2020]. Расхождения между различными оценками $P - E$ обсуждаются в [Yu L et al., 2020; Chandanpurkar et al., 2017]. Однако данные

в большинстве этих продуктов представлены начиная с 1979–1980 гг., нам же в нашей работе необходимо исследовать низкочастотную изменчивость $P - E$, поэтому здесь мы используем сравнительно длинные ряды данных реанализа NCEP.

2.1.5.1 Особенности пространственного распределения средних потоков пресной воды, определяемых разностью осадков и испарений через поверхность океана

При исследовании изменчивости суммарных осадков важно знать особенности распределения климатических величин $P - E$. Здесь и далее в работе величины $P - E$ указаны в 10^{-5} кг/(м²·с) (что равно 0,864 мм/сут). В Атлантическом океане среднегодовые величины $P - E$ распределены достаточно симметрично относительно ВЗК, которой соответствуют положительные величины $P - E$ ($3 \cdot 10^{-5} \leq P - E \leq 6 \cdot 10^{-5}$ кг/(м²·с)). Кроме этого, положительные величины $P - E$ в Южной Атлантике также отмечаются в области АЦТ, а в Северной Атлантике – в полосе широт между 45° и 60° с. ш. с максимумом к югу от м. Ангмагссалик ($5 \cdot 10^{-5} \leq P - E \leq 10 \cdot 10^{-5}$ кг/(м²·с)) (рис. 2.13). Наибольшие отрицательные величины $P - E$ ($-3 \cdot 10^{-5} \leq P - E \leq -7 \cdot 10^{-5}$ кг/(м²·с)) отмечаются в восточной и центральной субтропических областях Северной и Южной Атлантики. В Карибском море и окрестности Гольфстрима среднегодовые величины $P - E$ тоже отрицательные, они составляют $-4 \cdot 10^{-5} \dots -2 \cdot 10^{-5}$ кг/(м²·с). Наибольшие амплитуды сезонных колебаний $P - E$ в Атлантике, составляющие $(2 \div 7) \cdot 10^{-5}$ кг/(м²·с), отмечаются в северной части экваториально-тропической зоны, на юго-западе тропиков, в окрестности Гольфстрима. Из всех регионов формирования САГВ наибольшая амплитуда сезонного хода суммарных осадков отмечается в Лабрадорском море и в море Ирмингера и составляет $(0,7 \div 1,3) \cdot 10^{-5}$ кг/(м²·с).

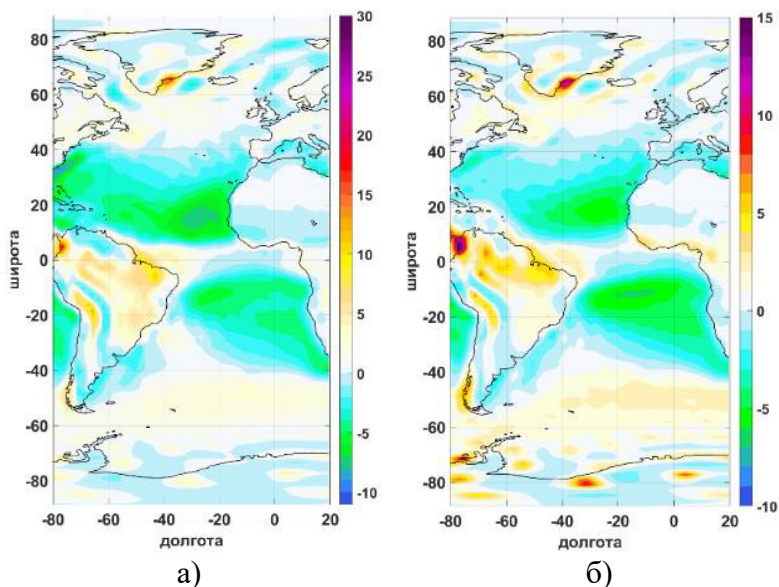


Рисунок 2.13 – Пространственное распределение средних за 1950–2020 гг. величин $P - E$ (10^{-5} кг/(м²-с)): среднемесячных за январь (а) и среднегодовых (б)

Вышеописанные закономерности принципиально не отличаются от полученных в работе [Romanova et al., 2010]. Отдельные различия в расположении изолиний объясняются разными периодами, выбранными в различных исследованиях при наличии межгодовой и междесятилетней изменчивости P и E . Но они обусловлены не только этим, но и различиями в используемых методиках расчета величин осадков и испарения. В работе [Romanova et al., 2010] проведено сравнение климатических потоков $P - E$ из реанализа NCEP с климатическими потоками $P - E$ из массива HOAPS (Hamburg Ocean Atmosphere Parameters and Fluxes from Satellite data), основанного на данных спутниковых измерений и океанического реанализа GECCO (German partner of the consortium for Estimating the Circulation and Climate of the Ocean). Показано, что, несмотря на отдельные различия, в глобальном масштабе общие закономерности распределения

P – E сходны. Наибольшие различия в реанализе GECCO по сравнению с реанализами NCEP и HOAPS отмечаются в устье Конго и Амазонки, в окрестности Восточно-Гренландского течения и в море Лабарадор. Они связаны с неточностями граничных условий при расете речного стока и погрешностями при оценке таяния морского льда в GECCO. В зоне ВЗК различия между величинами P – E могут составлять до 6 мм/сут. В целом, в реанализе NCEP интенсивности ВЗК недооценивается [Trenberth, Guillemot, 1998], что вполне естественно, принимая во внимание низкое пространственное разрешение этого реанализа. На рис. 2.14 приведены зонально усредненные P – E, полученные по массивам GECCO, HOAPS и NCEP для Северной Атлантики в работе [Romanova et al., 2010].

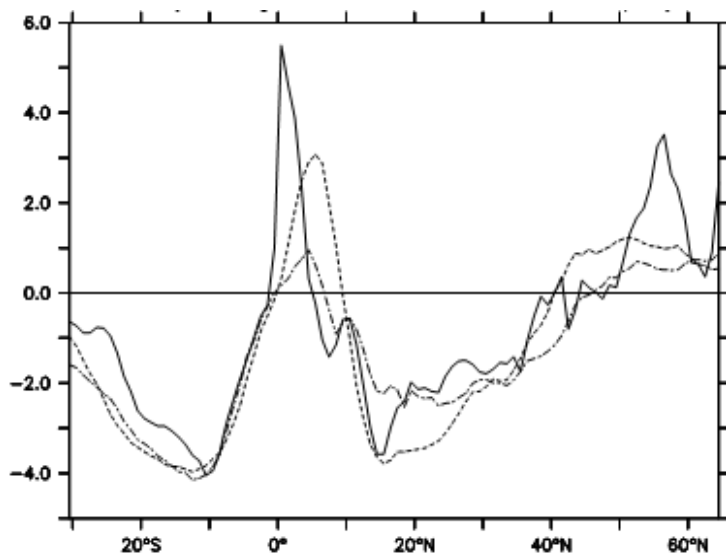


Рисунок 2.14 – Зонально усредненные P – E (мм/сут) для Атлантики по данным GECCO (сплошная линия), HOAPS (штриховая линия) и NCEP (штрихпунктирная линия) (рисунок заимствован из работы [Romanova et al., 2010])

Большие величины $P - E$ для ГЕССО в полярных регионах – результат учета таяния льда. Различия в экваториально-тропических широтах связаны, как уже говорилось, с откорректированными граничными условиями для стока рек, а завышенные величины $P - E$ в окрестности 5° с. ш. (рис. 2.14) – следствие больших осадков в зоне ВЗК, усвоенных в массиве HOAPS [Аверьянова, 2013].

2.1.5.2 Особенности пространственного распределения трендов потоков пресной воды через поверхность океана, определяемых как разность осадков и испарений

Значимые на 95%-ном уровне отрицательные среднегодовые тренды $P - E$ соответствуют западной части Северной Атлантики, располагающейся между 0° и 40° с. ш., и западной части Южной Атлантики в широтных зонах $7^\circ - 27^\circ$ ю. ш. и $35^\circ - 54^\circ$ ю. ш. В этих областях коэффициенты линейного тренда варьируют в интервале от $-0,15 \cdot 10^{-6}$ до $-0,6 \cdot 10^{-6}$ кг/($m^2 \cdot c \cdot год$) соответственно. Из вышеописанных регионов наибольшие отрицательные тренды соответствуют западной части экваториально-тропической Северной Атлантики. В регионах формирования САГВ в Норвежском и Гренландском морях тренды, значимые на уровне 95%, отрицательны ($-0,1 \dots -0,25$ кг/($m^2 \cdot c \cdot год$)). В центральной части Лабрадорского моря, на акваториях Исландского бассейна и моря Ирмингера положительные среднегодовые тренды $P - E$ значимы на уровне 95%, а их коэффициенты изменяются в интервале от $0,15 \cdot 10^{-6}$ до $0,3 \cdot 10^{-6}$ кг/($m^2 \cdot c \cdot год$). Также положительные значимые тренды (от $0,2 \cdot 10^{-6}$ до $0,3 \cdot 10^{-6}$ кг/($m^2 \cdot c \cdot год$)) отмечаются в Гвинейском заливе и в центральной части экваториально-тропической зоны Северной Атлантики ($0,1 \cdot 10^{-6} \dots 0,2 \cdot 10^{-6}$ кг/($m^2 \cdot c \cdot год$)).

В Южной Атлантике значимые среднегодовые положительные тренды отмечаются в окрестности АЦТ и в море Уэдделла ($0,03 \div 0,35$ кг/($m^2 \cdot c \cdot год$)) с максимумом на

акватории пролива Дрейка $0,2 \div 0,35$ $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{год})$. Пространственное распределение коэффициентов линейного тренда $P - E$ показано на рис. 2.15.

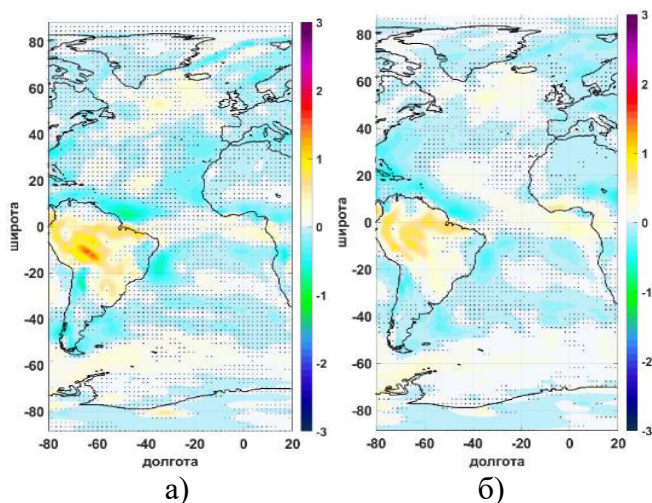


Рисунок 2.15 – Пространственное распределение коэффициентов линейного тренда среднемесячных за январь (а) и среднегодовых (б) величин $P - E$ ($10^{-6} \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{год})$). Области, в которых уровень значимости тренда менее 95%, затемнены

Примечательно, что площади и величины значимых коэффициентов отрицательных линейных трендов $P - E$ не балансируются площадями и величинами коэффициентов в областях значимых положительных линейных трендов. Поэтому средний для Атлантического океана тренд $P - E$ за период 1950–2000 гг. отрицательный. Это говорит об увеличении переноса пресных вод из океана на материка и согласуется с выводом об осолонении Атлантического океана во второй половине XX века, обсуждаемом в пятом отчете МГЭИК [IPCC, 2013] со ссылкой на [Durack, Wijffels, 2010].

Необходимо отметить, что Тренберт и соавторы [Trenberth et al., 2011], проанализировав восемь атмосферных реанализов, в число которых входит и реанализ NCEP, указали на возможность наличия ложных трендов в полях $P - E$,

которые могут быть связаны с изменением наблюдательной системы со временем и другими факторами. Например, в работе [Romanova et al., 2010], в которой проводится сравнение линейных трендов $P - E$ в массивах GECCO, HOAPS и NCEP за период 1988–2001 гг., получено различие даже в знаках значимых трендов в области западного пограничного течения в Северной Атлантике. Это различие Романова и соавт. объясняют недостатками в моделировании океанических физических процессов в окрестности интенсивных пограничных течений. Таким образом, необходимо помнить, что полученные тренды $P - E$ надо рассматривать лишь как имеющие среднюю степень достоверности, т. е. на уровне *medium confidence*, согласно определению из глоссария к отчету МГЭИК [IPCC, 2013].

2.1.5.3 Низкочастотная изменчивость потоков пресной воды через поверхность океана, определяемых как разность осадков и испарений

Низкочастотная изменчивость $P - E$ в Атлантике с периодами более 10 лет составляет 40%, а с периодами более 30 лет – 18% от общей изменчивости потоков $P - E$ (рис. 2.16–2.18). Области наибольших среднегодовых СКО рядов $P - E$, в которых удален линейный тренд ($СКО_{P-E}$), и рядов, в которых удален линейный тренд и выделены низкочастотные колебания с периодами более 10 и более 30 лет ($СКО_{10P-E}$ и $СКО_{30P-E}$), отмечаются в западной части Атлантического океана, между 40° с. ш. и 40° ю. ш. Наименьшая изменчивость $P - E$ на межгодовом и междесятилетнем масштабах отмечается в окрестности Канарского течения, у западного побережья Африки (20° з. д. – 20° в. д. и 5° – 40° ю. ш.), в Южном океане (южнее 50° с. ш.) в период с сентября по март. В полях $СКО_{P-E}$, $СКО_{10P-E}$ и $СКО_{30P-E}$ максимумы отмечаются в окрестности Гольфстрима и Флоридского течения, Восточно- и Западно-Гренландского течений, Гвианского и Бразильского течений, в устье Амазонки.

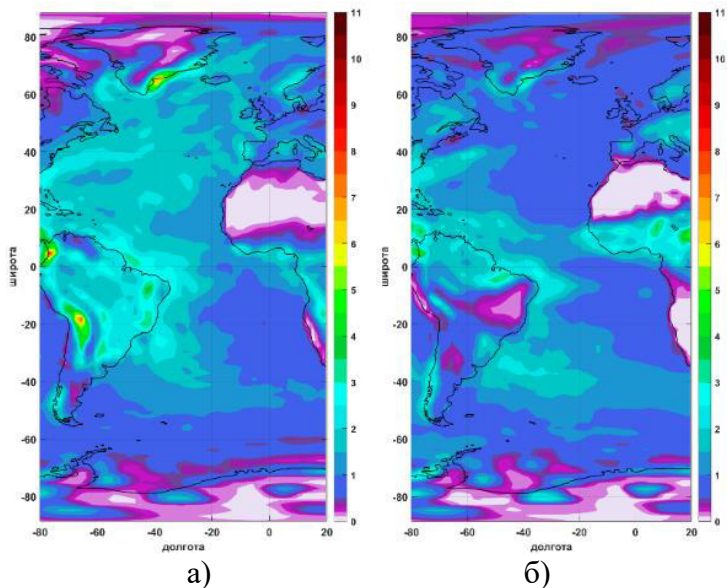


Рисунок 2.16 – Пространственное распределение СКО среднемесячных за январь (а), июль (б) величин $P - E$ ($10^{-5} \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$)

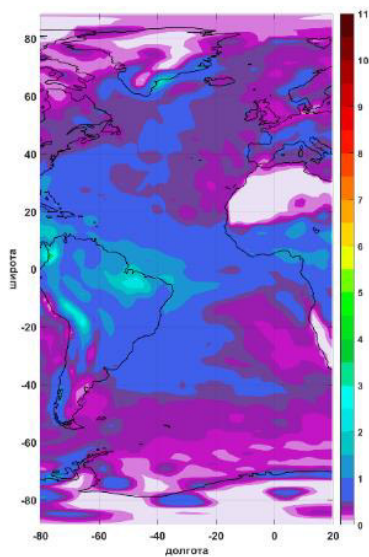


Рисунок 2.17 – Пространственное распределение СКО среднегодовых величин $P - E$ ($10^{-5} \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$)

Отметим, что наибольшая изменчивость величин Р – Е характерна для зимнего периода СП. Величины $СКО_{P-E}$, $СКО_{10P-E}$ и $СКО_{30P-E}$ для этих регионов приведены в табл. 2.1. Таким образом, в регионах формирования САГВ и АДВ низкочастотная изменчивость Р – Е слабо выражена за исключением области, расположенной юго-восточнее м. Ангмагссалик. Однако этой области в реанализе NCEP соответствует лишь несколько точек. Поэтому о наличии низкочастотной изменчивости здесь можно утверждать лишь со средней степенью достоверности.

Таблица 2.1 – Величины СКО в регионах наибольшей межгодовой и низкочастотной изменчивости Р – Е

Регион	$СКО_{P-E}$, 10^{-6} $кг/(м^2 \cdot с)$	$СКО_{10P-E}$, 10^{-6} $кг/(м^2 \cdot с)$	$СКО_{30P-E}$, 10^{-6} $кг/(м^2 \cdot с)$
Область, расположенная юго-восточнее м. Ангмагссалик (Гренландия)	от 25 до 50 ¹⁾	от 5 до 20 ²⁾	от 4 до 6 ²⁾
Гольфстрим и Флоридское течение	от 20 до 30 ³⁾	от 8 до 12 ³⁾	от 4 до 8 ³⁾
Западно-Гренландское течение	от 10 до 20 ⁴⁾	от 4 до 6 ⁴⁾	от 2 до 5 ⁴⁾
Карибское море (юго-западная область)	от 20 до 50	от 8 до 20	от 6 до 10
Гвианское течение	от 20 до 25 ⁵⁾	от 8 до 14 ⁵⁾	от 4 до 7 ⁵⁾
Бразильское течение	от 15 до 25 ⁶⁾	от 4 до 12 ⁶⁾	от 2 до 5 ⁶⁾

¹⁾ Наибольшая изменчивость с ноября по апрель.

²⁾ Наибольшая изменчивость с февраля по апрель, с сентября по ноябрь.

³⁾ Наибольшая изменчивость с августа по январь.

⁴⁾ Наибольшая изменчивость с ноября по март и с апреля по июль.

⁵⁾ Наибольшая изменчивость в марте и апреле.

⁶⁾ Наибольшая изменчивость с января по апрель.

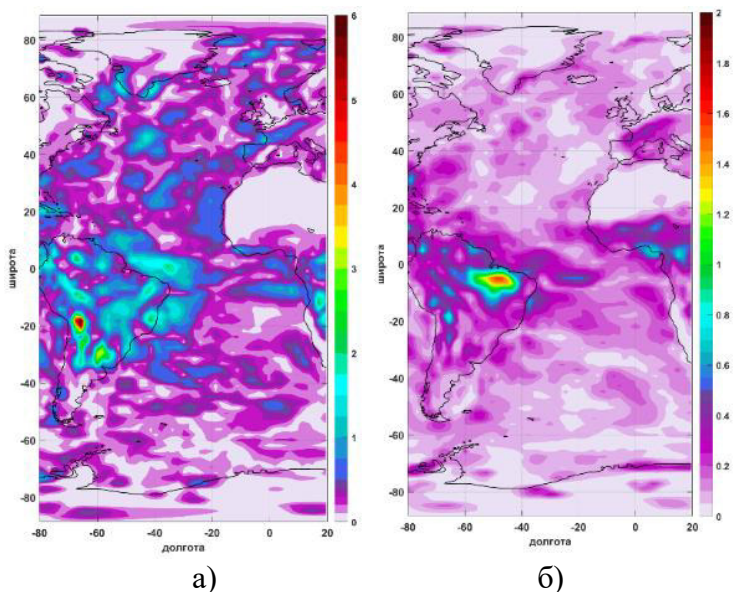


Рисунок 2.18 – Пространственное распределение СКО среднемесячных за январь (а) и среднегодовых (б) величин $P - E$ (10^{-6} кг/($m^2 \cdot c$)). В исследуемых рядах удален линейный тренд и подавлены колебания с периодами менее 30 лет

Отметим, что в регионе формирования САГВ СКО высокочастотных колебаний $P - E$ ($T < 10$ лет) варьируют в интервале от $5 \cdot 10^{-6}$ до $20 \cdot 10^{-6}$ кг/($m^2 \cdot c$). В области формирования АДВ уровень высокочастотных шумов $P - E$ также может достигать $20 \cdot 10^{-6}$ кг/($m^2 \cdot c$), а в восточной части моря Уэдделла есть области, где СКО высокочастотных колебаний $P - E$ не превышают $3 \cdot 10^{-6}$ кг/($m^2 \cdot c$).

2.1.5.4 Изменчивость объема морского льда, наземного оледенения и потока пресных вод, обусловленного изменением континентального речного стока

На основании анализа литературных источников и собственных расчетов выделены основные закономерности изменчивости объема морского льда, наземного оледенения и

потока пресных вод, обусловленного изменением континентального речного стока. Приведем основные установленные закономерности.

С высокой степенью достоверности можно утверждать, что за период с 1979 по 2012 г. среднегодовое распространение льда в Арктике уменьшалось на 3,5–4,1 %/10 лет (или 0,45–0,51 млн км²/10 лет), а коэффициент линейного тренда сплоченности льда в Лабрадорском море, Дэвисовом и Датском проливах в течение года изменялось от 0 до –1,2 %/год. В Гренландском море в зимний и весенний сезоны эта величина могла составлять –1,4...–1,2 %/год. В Норвежском море значимые тренды за указанный период времени период не выделены. В тоже время в Южном океане среднегодовое распространение льда увеличивалось со скоростью от 1,2 до 1,8 %/10 лет (или от 0,3 до 0,2 млн км²/10 лет), также, как и сплоченность льда, которая росла со скоростью 1,5 %/10 лет. Для периода 1950–2001 гг. в Атлантическом секторе Южного океана получен значимый на 90%-ном уровне тренд смещения границы кромки к экватору, составляющий 0,010° широты в год [Базюра и др., 2011; IPCC, 2013].

Анализ работ, в которых использованы данные, включающие период после 2012 г., показал усиление тенденции уменьшения площади морского льда в Арктике. Так, в [IPCC, 2019; Kumar et al., 2020] показано более интенсивное уменьшение распространения морских льдов в Арктике, для сентября (за период 1979–2018 гг.) оно составляет $12,8 \pm 2,3$ %/10 лет (в среднем это соответствует уменьшению площади морского льда на 82300 км²/год). Для периода 1979–2020 гг. показано уменьшение площади морского льда в сентябре на 82700 км²/год, это в среднем соответствует тренду 13,1 %/10 лет [Perovich et al., 2020]. Для периода 1979–2019 гг. среднегодовое распространение льда в Арктике уменьшается на 4,7 %/10 лет [Yadav et al., 2020].

Сокращение площади морского льда сопровождается уменьшением его толщины. Прямые наблюдения 2004 и 2017 гг.

указывают на уменьшение модальной толщины льда (англ. modal ice thickness) в Северном Ледовитом океане к северу от Гренландии на 0,75 м [Haas et al., 2017]. За последние два десятилетия однолетний морской лед в Арктике стал преобладающим, а самый старый многолетний лед (старше более 4 лет), составлявший в марте 1985 г. 33% ледяного покрова Арктики, почти исчез, уменьшившись до 1,2% в марте 2019 г. [Perovich et al., 2020].

Вместе с тем, в пятом отчете МГЭИК [Vaughan et al., 2013] указывалось на небольшое, но значимое увеличение среднегодового распространения морского льда в Антарктическом регионе - на 1,2–1,8 %/10 лет для периода 1979–2012 гг. (это соответствует 0,13–0,20 млн км²/10 лет). Однако в специальном отчете МГЭИК [IPCC, 2019] с высокой степенью достоверности (high confidence – определение этого термина можно найти в глоссарии к любому отчету МГЭИК, например, [IPCC, 2013]) утверждается, что для периода 1979–2018 гг. значимого тренда в изменении распространения морского льда в Антарктическом регионе не выявлено.

Скорость уменьшения Гренландского ледникового щита растет. Средняя потеря массы за 1992–2001 гг. составляет 34 (от –6 до 77) Гт/год (это эквивалентно изменению уровня Мирового океана на 0,09 (от –0,02 до 0,20) мм/год), а за период 2002–2011 гг. она составляет 215 (от 157 до 274) Гт/год (эквивалентное изменение уровня Мирового океана 0,59 (от 0,43 до 0,76) мм/год). Аналогичная тенденция получена и для ледникового покрова Антарктики. Средняя скорость потери массы наземного льда в Антарктике за период 1992–2001 гг. составляет 30 (от –37 до 97) Гт/год, что соответствует эквивалентному изменению уровня Мирового океана на 0,08 (от –0,10 до 0,27) мм/год, а за период 2002–2011 гг. 147 (от 72 до 221) Гт/год, что соответствует эквивалентному изменению уровня Мирового океана на 0,4 (от 0,2 до 0,61) мм/год [Vaughan et al., 2013; Базюра и др., 2011]. Оценки изменения массы ледниковых щитов Гренландии и Антарктиды, полученные в

работе [Hugonnet et al., 2021] приведены в табл. 2.2. Согласно этим оценкам изменение массы Гренландского ледникового щита за период 2000–2018 гг. составляет -181 ± 31 Гт/год, Антарктического ледникового щита -121 ± 104 Гт/год. Как видно из этих результатов, неопределенность оценок изменения массы ледниковых щитов Гренландии и Антарктиды от 16 до ~100%.

Таблица 2.2 – Потеря массы ледниковыми щитами за различные периоды (Г- Гренландский ледниковый щит, А Антарктический ледниковый щит.), согласно результатам работ [Hugonnet et al., 2021; Smith et al., 2020].

Ледниковый щит	Изменение массы, Гт/год, за период					
	2000–2004	2005–2009	2010–2014	2015–2018	2000–2018	2003–2018
Г	-94 ± 65	-206 ± 56	-267 ± 57	-152 ± 64	-181 ± 31	-205 ± 32
А	-36 ± 118	-93 ± 104	-214 ± 94	-157 ± 87	-121 ± 104	-143 ± 104 -118 ± 48 *

* Согласно [Smith et al., 2020].

Как указано выше (см. п 2.1.4), речной сток составляет ~10% от суммарной величины испарений над океаном. Из крупнейших рек Атлантического бассейна (расход которых более составляет $180 \text{ км}^3/\text{год}$) значимые на 95%-ном уровне положительные тренды стока за период 1948–2004 гг. получены для Миссисипи ($1,82 \text{ км}^3/\text{год}^2$), Параны ($4,19 \text{ км}^3/\text{год}^2$) и Уругвая ($0,87 \text{ км}^3/\text{год}^2$), а отрицательные – для Нигера ($-0,53 \text{ км}^3/\text{год}^2$) и Конго ($-3,59 \text{ км}^3/\text{год}^2$). Таким образом, в среднем изменчивость речного стока вносит гораздо меньший вклад в изменение солёности Атлантического океана, чем разность (Р – Е), а также таяние морских и континентальных льдов. Именно поэтому изменениям последних из указанных выше составляющих баланса пресных вод в настоящей работе уделено больше внимания по сравнению с речным стоком.

2.2 Изменчивость характеристик Североатлантических глубинных вод в местах их формирования

2.2.1 Материал, использованный для оценки изменчивости термохалинных характеристик вод в северной части Северной Атлантики, методика его обработки

В этом пункте кроме результатов, представленных в литературе, приводятся результаты, полученные нами в результате обработки ежемесячных данных из реанализа ECMWF Ocean ReAnalysis ORA-S3 по температуре и солёности за период 1959–2011 гг. Эти данные представлены в узлах регулярной сетки $1^\circ \times 1^\circ$. По ним рассчитывались следующие характеристики пространственно-временной изменчивости температуры и солёности северной части Северной Атлантики:

- среднегодовые и климатические значения температуры и солёности в регионе;

- коэффициенты линейных трендов и их значимость (значимость определялась по критерию Манна – Кендалла [Mann, 1945; Kendall, 1975]; тренды, уровень значимости которых не менее 95%, далее в работе будем называть значимыми);

- среднеквадратические отклонения (СКО) рядов температуры и солёности, в которых удален линейный тренд (СКО-T и СКО-S);

- среднеквадратические отклонения рядов, в которых удален линейный тренд и подавлены колебания с периодами менее 10 и менее 30 лет (СКО10-T, СКО30-T, СКО10-S, СКО10-S);

- коэффициенты вариации рядов, в которых удален линейный тренд и подавлены колебания с периодами менее 10 и менее 30 лет (Cvar-T, Cvar10-T, Cvar30-T, Cvar-S, Cvar30-S, Cvar30-S).

2.2.2 Основные тенденции изменчивости температуры и солености в северной части Северной Атлантики

Согласно результатам работы Мауритзена и соавторов [Mauritzen et al., 2012], с 1955 по 2005 г. в Северной Атлантике происходил нагрев вод за счет промежуточных и поверхностных слоев (рис. 2.19). Три пятых от общего потепления с 1955 г. $(0,9 \pm 0,5) \cdot 10^{22}$ Дж произошло в субтропическом круговороте (СТК) (область между 20 и 50° с. ш.); остальные две пятых $(0,6 \pm 0,1) \cdot 10^{22}$ Дж – в северном субполярном круговороте (СПК) (от 50° с. ш. до Гренландско-Шетландских порогов). Что касается верхней САГВ, то увеличение теплосодержания этой водной массы продолжалось до 1980 г., после чего в 1990-е годы последовало его быстрое снижение. Теплосодержание нижней САГВ устойчиво снижается после 1970 г. В работе [Mauritzen et al., 2012] показано, что в период с 1955 по 2005 г. глубинные водные массы в целом охлаждались, а чистая убыль тепла нижней САГВ составила $(4,3 \pm 0,5) \cdot 10^{21}$ Дж; между тем верхняя САГВ получила только $(2,9 \pm 1,3) \cdot 10^{21}$ Дж.

Выводы Мауритзена и соавторов согласуются с нашими результатами, полученными по данным реанализа ORA-S3 для северной части Северной Атлантики. В среднем в поверхностном слое в этом регионе преобладают положительные значимые линейные тренды температуры. В Лабрадорском море их величины (значимые на 95%-ном уровне) варьируют в интервале от 0,03 до 0,06 °C/год. Максимальные коэффициенты линейного тренда достигаются в северо-западной части моря и в окрестности Лабрадорского течения. Причем, область значимых трендов в северо-западной части моря проникает до глубин 200–300 м. На этих горизонтах тренды невелики (0,005 °C/год и меньше), хотя и значимы. В окрестности Восточно-Гренландского течения в поверхностном слое также отмечаются положительные значимые величины трендов, изменяющиеся в

интервале $0,04 \div 0,07$ °C/год. На глубинах ~ 100 м эти величины уменьшаются до $0,01 \div 0,02$ °C/год. Отметим, что по данным NCEP за период 1958–2011 гг. значимых (на уровне 95%) трендов суммарных турбулентных потоков тепла в этих областях не выявлено (см. рис. 2.20а и 2.20г). Это означает, что потепление вод определяется адвективными процессами.

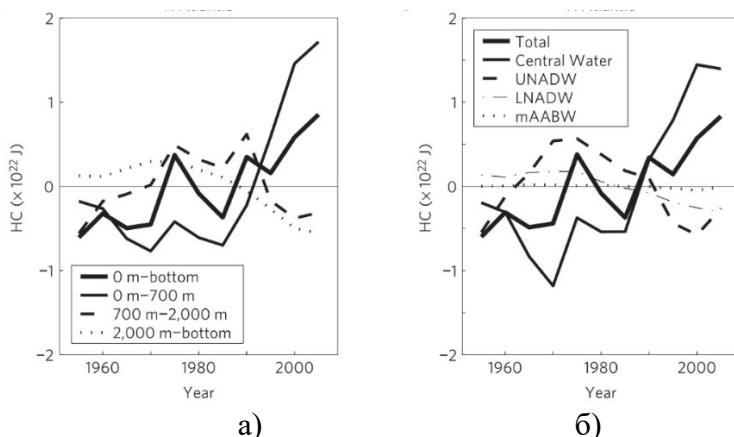


Рисунок 2.19 – Изменение теплосодержания внетропической части Северной Атлантики за период 1955–2005: а – в различном диапазоне глубин; б – в целом (total) и для различных водных масс (Central Water – промежуточная водная масса; UNADW – верхняя САГВ; LNADW – нижняя САГВ; mAABW – модифицированная АДВ) (рисунок заимствован из работы [Mauritzen et al., 2012])

Отметим область значимых трендов в центральной части исследуемого региона (на рис. 2.20б обозначена звездочкой). Частично она соответствует Североатлантическому течению. Отрицательные тренды отмечаются в слое от 150 до 1500 м.

В поверхностных слоях область отрицательных трендов температуры соответствует так называемому району «warming hole». Возникновение этого термина связано с тем, что тренды температуры поверхности Северной Атлантики за двадцатое столетие, оцененные по различным данным, показывают

наличие особой области, расположенной в окрестности Северного Атлантического субполярного круговорота, в которой (в отличие от остальных частей океана) наблюдается отрицательный тренд температуры. Именно эту область в англоязычной литературе и называют «warming hole» (устоявшегося русскоязычного аналога этого термина нет). В указанном смысле область «warming hole» обнаруживается и по данным реанализа ORA-S3. При увеличении глубины область значимых отрицательных трендов смещается в северо-восточном направлении. Величины трендов изменяются в интервале от $-0,02$ до $-0,08$ $^{\circ}\text{C}/\text{год}$, максимум располагается на глубине ~ 500 м на $52,5^{\circ}$ с. ш. , 25° з. д.

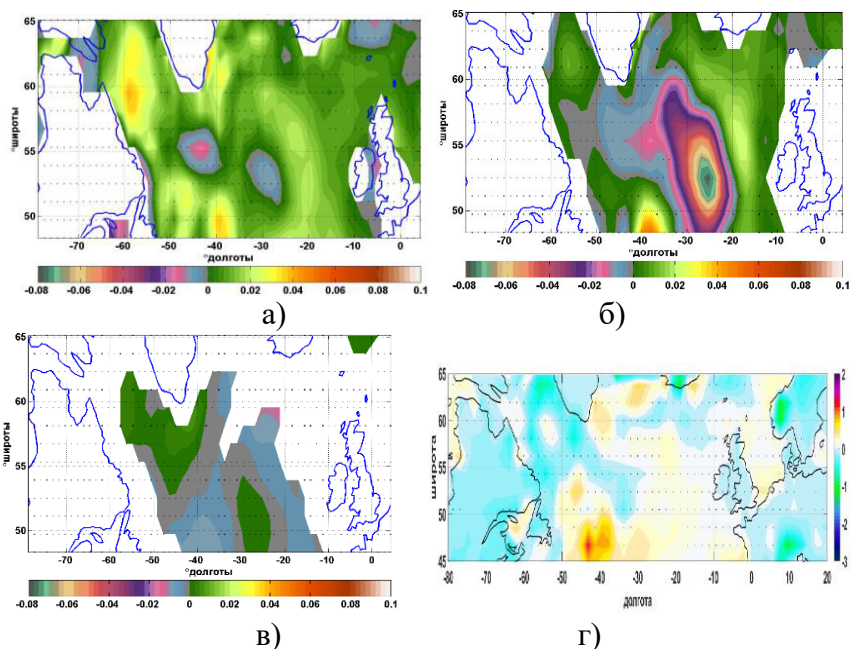


Рисунок 2.20 – Пространственное распределение коэффициентов линейного тренда температуры (град/год) в северной части Северной Атлантики на глубинах 46 (а), 535 (б), 2100 м (в) и среднегодовых суммарных турбулентных потоков тепла ($\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{год})$) для периода 1958–2011 гг. (г). Точками отмечены области, в которых уровень значимости тренда менее 95%

Отметим, что в промежуточных слоях область значимых отрицательных трендов не имеет океанографических особенностей (в том смысле, что ей не соответствует никакой определенный тип водной массы). Не очень понятно и наличие максимальной величины тренда в ядре этой области – $0,08 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{год}$ (т. е., $4,16 \text{ } ^\circ\text{C}$ за 52 года). Мы считаем, что этот результат обладает низкой степенью достоверности и, вероятнее всего, является результатом усвоения недостаточно качественных данных. На горизонте ~ 2000 м значимые отрицательные тренды отмечаются в восточной части исследуемого региона (рис. 2.20в), что также согласуется с результатами [Mauritzen et al., 2012], коэффициенты линейных трендов на глубинах более 3000 м настолько малы, что не превышают предел погрешности измерений. Это в общем согласуется с выводом о слабой изменчивости вод в глубинных и придонных слоях Северной Атлантики.

На большей части акватории Лабрадорского моря в поверхностном слое тренды солености не значимы на уровне 95%, а значимые отрицательные тренды солености (от $-2 \cdot 10^{-3}$ до $-6 \cdot 10^{-3} \text{ } \text{‰}/\text{год}$) отмечаются лишь в отдельных точках западной части моря и в верхнем 100-метровом слое в Гудзоновом проливе. Значимые положительные тренды солености также получены в поверхностном слое Исландского бассейна (от $-1 \cdot 10^{-3}$ до $-4 \cdot 10^{-3} \text{ } \text{‰}/\text{год}$). Отметим, что распределение значимых линейных трендов солености, рассчитанных по данным реанализа ORA-S3, плохо согласуется с тенденциями изменчивости величины (P – E), рассчитанной по данным NCEP (рис. 2.21). Это, по-видимому, объясняется адвекцией.

В Исландском бассейне область значимых положительных трендов солености (от $-1 \cdot 10^{-3}$ до $-4 \cdot 10^{-3} \text{ } \text{‰}/\text{год}$) отмечается в поверхностном слое 0–400 м. Ядро этой области расположено в подповерхностном слое. На западе эта область положительных значимых трендов граничит с областью отрицательных значимых трендов, которая совпадает с областью очень больших (и сомнительных) отрицательных

трендов температуры. Ядро этой области расположено на глубине 400–500 м, где тренды по абсолютной величине могут превышать $7 \cdot 10^{-3} \text{‰/год}$, а интервал значимых трендов для всей области: от $-1 \cdot 10^{-3}$ до $-7 \cdot 10^{-3} \text{‰/год}$. К этому результату также следует относиться с осторожностью по причинам, описанным выше.

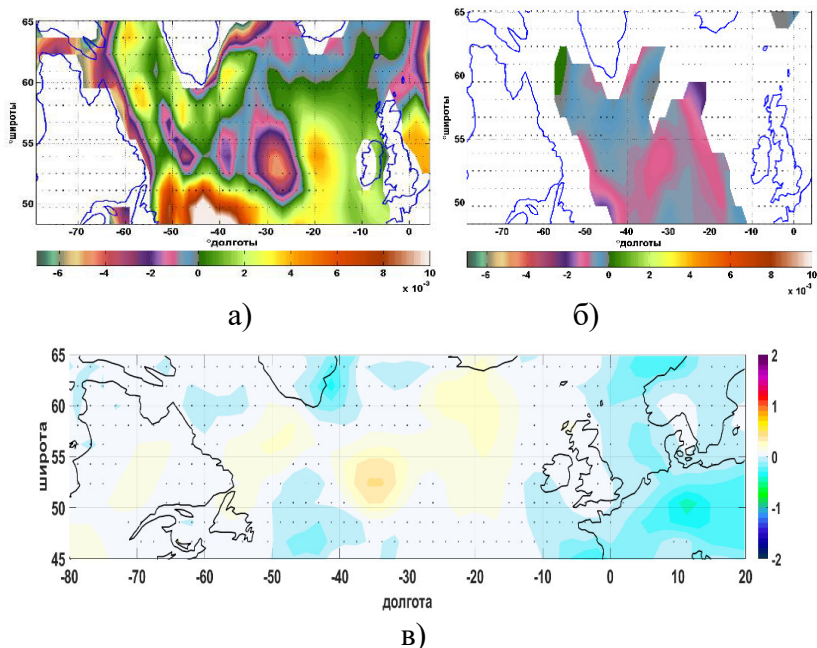


Рисунок 2.21 – Пространственное распределение коэффициентов линейного тренда: солёности, ‰/год , в северной части Северной Атлантики на глубинах 46 (а), 2100 м (б) и среднегодовых потоков влаги (P - E), $10^{-6} \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{год)}$, для периода 1958–2011 гг. (в). Точками отмечены области, где уровень значимости тренда менее 95%

В слое 750–1500 м отрицательные тренды солёности (от $-0.5 \cdot 10^{-3}$ до $-5 \cdot 10^{-3} \text{‰/год}$) соответствуют областям распространения промежуточных лабдорской и средиземноморской водной масс: наибольшее опреснение (от $-2 \cdot 10^{-3}$ до $-4 \cdot 10^{-3} \text{‰/год}$) отмечается в слое средиземноморской водной массы на глубине ~ 1000 м. В глубинных слоях

получены значимые отрицательные тренды солености. Этот результат согласуется с результатом работы [Dickson et al., 2008], где указывается на распреснение различных компонент САГВ в регионе их формирования во второй половине XX века.

2.2.3 Низкочастотная изменчивость термохалинных характеристик вод в северной части Северной Атлантики

В поверхностном слое 0–250 м области наибольших СКО температуры после удаления линейных трендов (СКО-Т) и выделения низкочастотных колебаний с периодами более 10 и более 30 лет (СКО10-Т, СКО30-Т) отмечаются в Лабрадорском море с максимумом на границе кромки льда и на северо-восточной границе Северного циклонического круговорота (СЦК). В этом слое в поле СКО, СКО10-Т и СКО30-Т также выделяется Восточно-Гренландское течение. Здесь величины СКО составляют $0,5 \pm 0,1$ °С, $0,4 \pm 0,6$ °С и $0,25 \pm 0,35$ °С соответственно. Следует отметить, что в поверхностном слое области максимальных коэффициентов вариации и максимальных СКО температуры совпадают. Коэффициенты вариации в этих областях варьируют в диапазоне от 0,5 до 0,7. В слое 0–700 м величины соответствующих СКО изменяются в следующих пределах: $0,7 \leq \text{СКО-Т} \leq 1,6$ °С, $0,6 \leq \text{СКО10-Т} \leq 1,1$ °С, $0,15 \leq \text{СКО30-Т} \leq 0,3$ °С. (рис. 2.22).

Области максимумов низкочастотной изменчивости температуры в верхнем слое соответствуют максимумам низкочастотной изменчивости суммарных потоков тепла. На глубинах, превышающих 1500 м, $\text{СКО-Т} < 0,25$ °С. Вдоль западных склонов Лабрадорского моря и бассейна Ирмингера располагаются области шириной несколько градусов долготы, где ярче всего проявлена низкочастотная изменчивость температуры ($0,15 \leq \text{СКО-Т} \leq 0,3$ °С, $0,1 \leq \text{СКО10-Т} \leq 0,25$ °С, $0,06 \leq \text{СКО30-Т} \leq 0,09$ °С). Это говорит о сравнительно большей изменчивости вод, образованных в результате

конвекции в Лабрадорском море и море Ирмингера, по сравнению с более плотными глубинными водами СЗГВ и СВГВ.

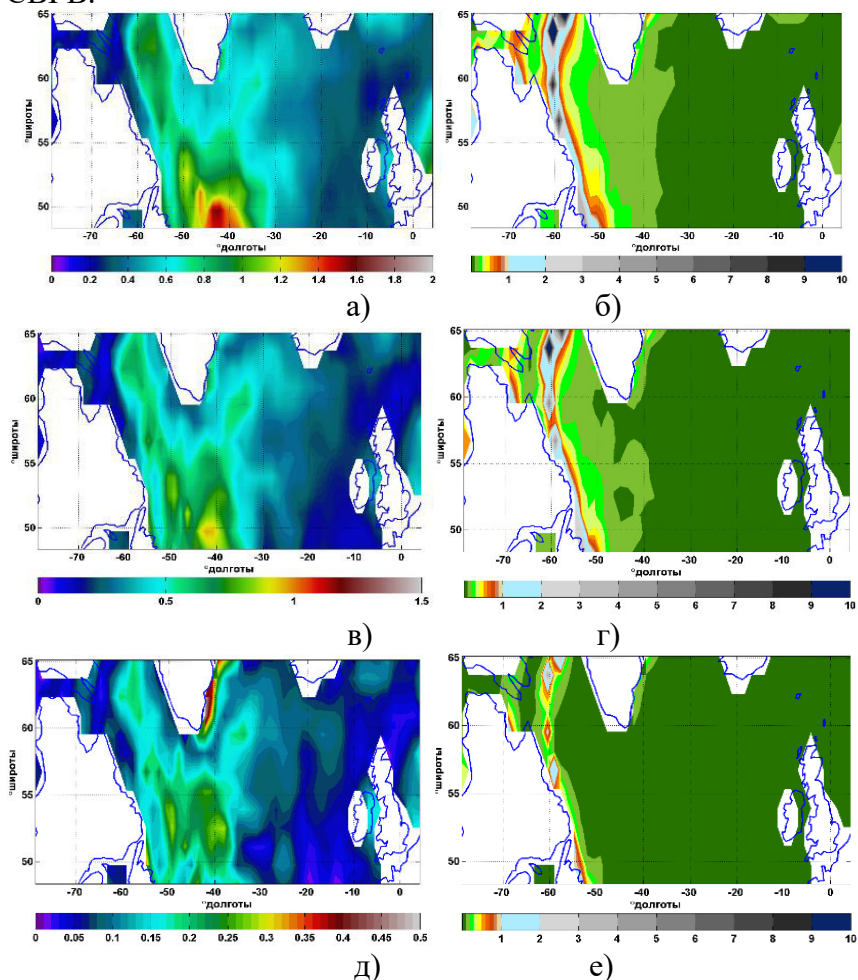


Рисунок 2.22 – Пространственное распределение СКО (а) и коэффициентов вариации рядов температуры, в которых удален линейный тренд (б); СКО рядов температуры, в которых удален линейный тренд, подавлены колебания с периодами менее 10 (в) и менее 30 лет (д); коэффициентов вариации рядов температуры, в которых удален линейный тренд и подавлены колебания с периодами менее 10 (г) и менее 30 лет (е) – в северной части Северной Атлантики на глубине 46 м

В северной части Северной Атлантики по данным реанализа ORA-S3 (рис. 2.22) низкочастотная изменчивость температуры с периодами более 10 лет составляет 64% ($SKO_{10-T}/SKO-T = 0,64$), а с периодами более 30 лет – 23% ($SKO_{30-T}/SKO-T = 0,23$) от общей изменчивости температуры. Низкочастотная изменчивость солености с периодами более 10 лет составляет 66%, а с периодами более 30 лет – 23% от общей изменчивости солености.

В поле солености в поверхностных слоях наибольшие SKO и наибольшие коэффициенты вариации рядов солености, в которых удален линейный тренд, совпадают (рис. 2.23). Они отмечаются в окрестности северо-восточной границы СЦК ($SKO-S$, SKO_{10-S} , SKO_{30-S} варьируют в интервалах от 0,1 до 0,32 ‰, от 0,06 до 0,21 ‰ и от 0,03 до 0,13 ‰ соответственно). Также в Лабрадорском море выделяется область повышенных SKO солености с максимумом, располагающимся в северо-западной части моря ($0,25 \leq SKO-S \leq 0,3$ ‰, $0,05 \leq SKO_{10-S} \leq 0,1$ ‰), в поле SKO_{30-S} этот максимум не прослеживается.

На глубине 1200 м наблюдается максимум изменчивости солености в юго-восточной части исследуемой области в слое средиземноморских вод ($0,08 \leq SKO-S \leq 1,2$ °C, $0,04 \leq SKO_{10-S} \leq 0,06$ °C, $0,02 \leq SKO_{15-S} \leq 0,03$ °C).

В слоях, располагающихся ниже 1500 м, изменчивость поля солености выражена слабо, $SKO-S$ варьируют в пределах от 0,01 до 0,03 ‰, а низкочастотные SKO еще меньше.

Теперь рассмотрим более подробно изменчивость ЛВ (или верхней САГВ) по результатам исследований, в которых изменчивость вод оценивается по данным измерений. В ряде работ указывается на изменчивость термохалинных характеристик лабрадорской водной массы в течение последних 60 лет (см. [Yashayaev et al., 2008] и ссылки в этой работе). Например, в 55-летних рядах температуры и солености в центре Лабрадорского моря, представленных в [Yashayaev et al., 2008], четко выделяются два периода потепления вод в этом регионе (1962–1971, 1977–1983). Периоду первого потепления и осолонения 1962–1971 гг. предшествовали

события обновления значительного объема ЛВ. Они произошли в конце 1950-х – в начале 1960-х гг. и были обусловлены глубинной конвекцией с максимальной интенсивностью в 1957–1958 гг. В конце этого периода потепления, в 1970–1971 гг., в Лабрадорском море отмечались самая высокая температура и соленость за весь период наблюдений.

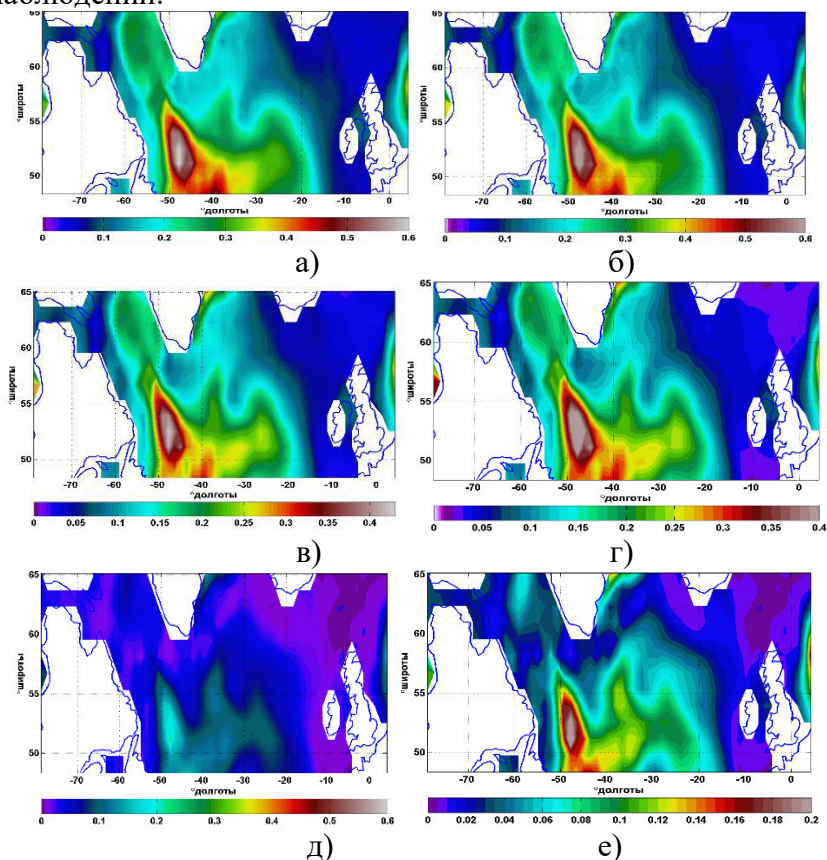


Рисунок 2.23 – Пространственное распределение СКО (а) и нормированных коэффициентов вариации рядов солености, в которых удален линейный тренд (б); СКО рядов, в которых удален линейный тренд, подавлены колебания с периодами менее 10 (в) и менее 30 лет (д); нормированных коэффициентов вариации рядов солености, в которых удален линейный тренд и подавлены колебания с периодами менее 10 (г) и менее 30 лет (е) в северной части Северной Атлантики на глубине 46 м

После 1971 г. тенденции изменились: начался период распреснения и охлаждения ЛВ, который продолжался до 1990 г. (однако между 1977 и 1984 гг., как указано выше, наблюдалось короткое потепление и осолонение вод) [Сарафанов и др., 2009; Curry et al., 1998; Dickson et al., 2002; Yashayaev, 2007; Yashayaev et al., 2008]. Если рассматривать период с 1930 г., то самые интенсивные и продолжительные события глубокой конвекции, способствующие обновлению ЛВ, произошли в период 1987–1994 гг. и являлись следствием суровых зим. Они привели к образованию наиболее холодных, относительно пресных и плотных вод, проникающих до глубины 2400 м. Их называют в литературе ЛВ_{1987–1994} [Lazier et al., 2002; Yashayaev, 2007]. К середине 1990-х гг. интенсивность формирования такого типа вод уменьшилось за счет притока из субполярных бассейнов более теплых и соленых вод, которые заполнили вышележащие слои.

Следующее потепление началось в 1994 г. и продолжалось в течение следующих 14 лет (1994–2007 гг.). Средняя температура и соленость верхнего 2000-метрового слоя в это время вернулись к большим величинам, наблюдавшимся в конце 1960-х гг. Отметим, что, хотя объем вод типа ЛВ_{1987–1994} и уменьшился, в 2007–2008 гг. их идентифицировали в диапазоне глубин 1800–2300 м. Подчеркнем, что произошедшие с конца 1980-х гг. в Лабрадорском море изменения свойств ЛВ впоследствии были зафиксированы во всей субарктической Атлантике (см. [Сарафанов и др., 2009; Сарафанов и др., 2008; Falina et al., 2007; Sarafanov et al., 2007; Yashayaev et al., 2007]).

В 2000 г. началось формирование другого типа лабрадорских вод (ЛВ_{2000–2003}). Сформированный в 2000 г. и обновленный в 2001–2003 гг., этот тип вод проникал максимум до глубин 1300 м. То есть эти воды распространялся в Северной Атлантике на меньших глубинах, чем ЛВ_{1987–1994}. Относительно теплые зимы в последующий период 2004–2006 гг. привели к уменьшению объема вновь образованных ЛВ в

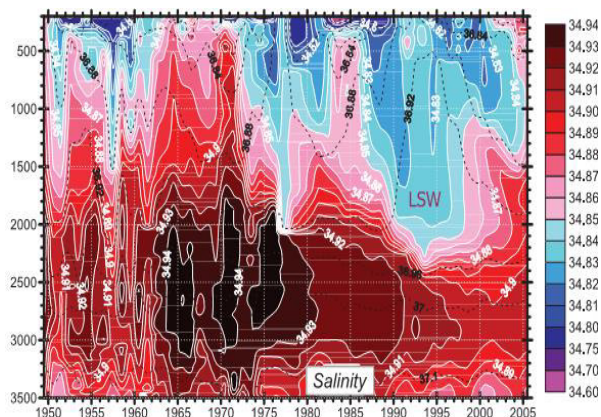
Лабрадорском море. В целом в Лабрадорском море с 2000 по 2007 г. происходило потепление и осолонение верхнего 2000-метрового слоя. Температурные и солёностные аномалии, связанные с ядрами ЛВ_{1987–1994} и ЛВ_{2000–2003}, переносились к востоку и достигали моря Ирмингер через 2 и 1 год соответственно, а Исландского бассейна соответственно через 4 и 5 лет с момента их формирования в Лабрадорском море.

Зимой 2007/2008 г. в Лабрадорском море снова наблюдалась интенсивная конвекция, проникающая до 1550 м. Формировался новый тип лабрадорских вод ЛВ₂₀₀₈ [Vage, 2009; Yashayaev, Loder, 2009]. При этом за счет интенсивной зимней конвекции происходило охлаждение верхнего 1500-метрового слоя на 0,2 °С. В 2009 г. конвекция в Лабрадорском море достигала глубины 800 м [Greenan et al., 2010]. В 2010 и 2011 гг. здесь отмечалась слабая конвекция (например, в 2011 г. конвекция проникала лишь до глубины 200 м [Yashayaev et al., 2012]). Таким образом, с 2008 по 2011 г. продолжалось потепление и осолонение ЛВ. В 2011–2012 гг. максимальная глубина конвекции в Лабрадорском море не превышала 1300 м [Yashayaev, Loder, 2016].

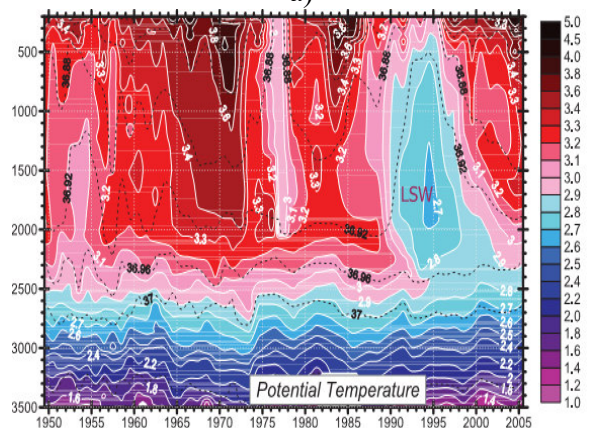
В 2014, 2015, 2016 гг. отмечалось усиление глубинной конвекции в Лабрадорском море [Yashayaev, Loder, 2016; Yashayaev, Loder, 2017; Kieke, Yashayaev, 2015; Фалина и др., 2017]. Совокупная максимальная глубина конвекции составляла 1500 и 1700 м в 2014 и 2015 гг. соответственно и увеличилась до 1900 м в 2016 г. Воды, сформированные в период 2012–2016 гг., исследователи выделили в отдельный тип ЛВ_{2012–2016}. Эти воды были теплее (их температура составляла 3,2 °С по сравнению с 2,7 °С для ЛВ_{1987–1994}), немного солонее (32,85 е.п.с. по сравнению с 32,83 е.п.с. для ЛВ_{1987–1994}) и более легким ($\sigma_{1\text{ядра}} = 32,37$ по сравнению с 32,41 для ЛВ_{1987–1994}).

Отметим, что в 2017–2018 гг. зимняя конвекция в Лабрадорском море усиливалась, и ее глубина достигла 2000 м в 2018 г. Эта глубина конвекции была максимальной после рекордного 1994 г. Усиление конвекции резко прекратилось в

2019 г. Зимой 2019 г. ее глубина в среднем не превышала 1000 м [Yashayaev, Kieke, 2020]. Отметим, что в работе [Башмачников и др., 2019] показано, что в Лабрадорском море и в море Ирмингера в межгодовой изменчивости глубины конвекции выражены квазисемилетние циклы.

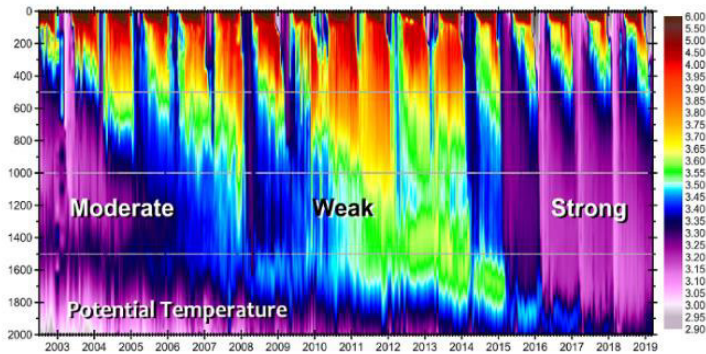


а)

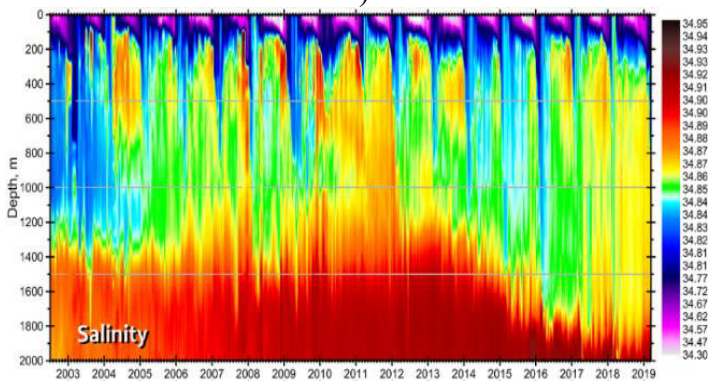


б)

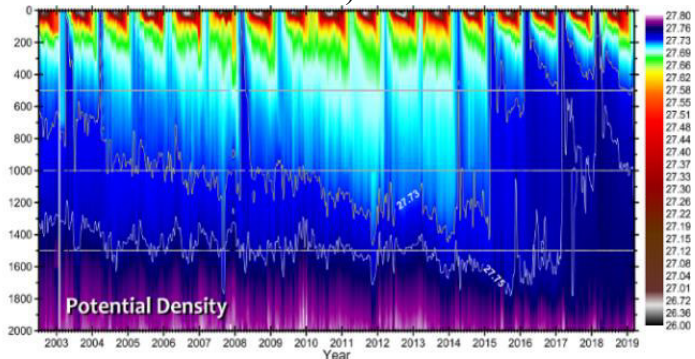
Рисунок 2.24 – Временные ряды солёности (а) и потенциальной температуры (б) в центральной части Лабрадорского моря за период 1950–2005 гг. по данным [IPCC, 2013]. Черные пунктирные линии – изолинии потенциальной плотности ($\rho - 1000$) $\text{кг}/\text{м}^3$. По вертикальным осям отложены глубины (в м). Величины солёности приведены в psu (с.п.с), а потенциальной температуры – в $^{\circ}\text{C}$



a)



б)



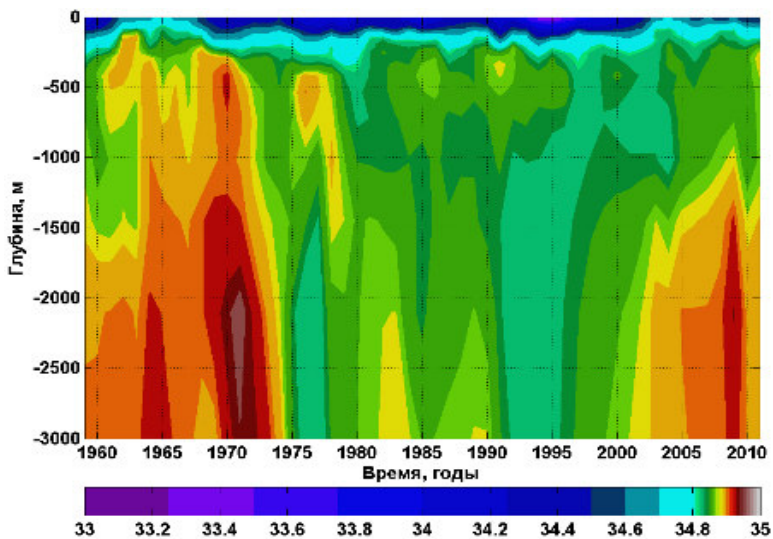
в)

Рисунок 2.25 – Временные ряды потенциальной температуры (а), солёности (б), потенциальной плотности (в) в центральной части Лабрадорского моря за период 2003–2019 гг.

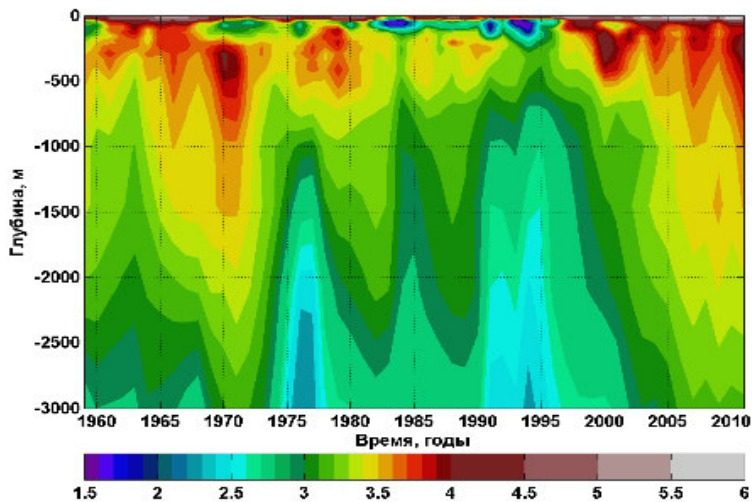
Вышеописанные закономерности изменения температуры и солёности в Лабрадорском море можно проследить на рис. 2.24, 2.25. Причем большая их часть воспроизводится по данным реанализа ORA-S3 (см. рис. 2.26). Так, по данным этого реанализа видны тенденции потепления и осолонения в слое ЛВ в периоды 1962–1971, 1977–1983 и 2000–2007 гг. Частично воспроизводятся тенденции распреснения и охлаждения в слое ЛВ в период с середины 1980-х до середины 1990-х гг., когда формировались воды ЛВ_{1987–1994}.

Североатлантическое колебание является основным фактором, определяющим изменчивость глубины конвекции в субполярной части Северной Атлантики и продукцию верхней САГВ [Сарафанов, 2009; Ortega et al., 2017]. Преобладание больших положительных величин индекса САК соответствует периодам распреснения и охлаждения ЛВ, связанным с обновлением ядра ЛВ. В положительную фазу САК западные ветры над Северной Атлантикой между 40° и 60° с. ш. особенно сильны и приводят к более частым и более сильным выбросам холодного и сухого воздуха с североамериканского континента. В результате увеличивается поток тепла из океана в атмосферу, снижается температура поверхности, интенсифицируется глубинная конвекция и продукция ЛВ (рис. 2.27).

Подробный механизм влияния САК на солёность и температуру в слоях промежуточных и глубинных вод субполярной Северной Атлантики приведен в работе [Сарафанов, 2009]. Автор рекомендует рассматривать связь между САК и продукцией ЛВ как непрямую, т. к. существуют локальные процессы значительной амплитуды, которые влияют на скорость обновления вод на межгодовых масштабах. Например, локальное поле ветра не всегда напрямую связано с интенсивностью западных ветров над центральной частью Северной Атлантики.



а)



б)

Рисунок 2.26 – Временной ход солёности (а) и потенциальной температуры (б) в центральной части Лабрадорского моря (в точке с координатами $56,7309^{\circ}$ с. ш., $52,0313^{\circ}$ з. д.) по данным реанализа ORA-S3

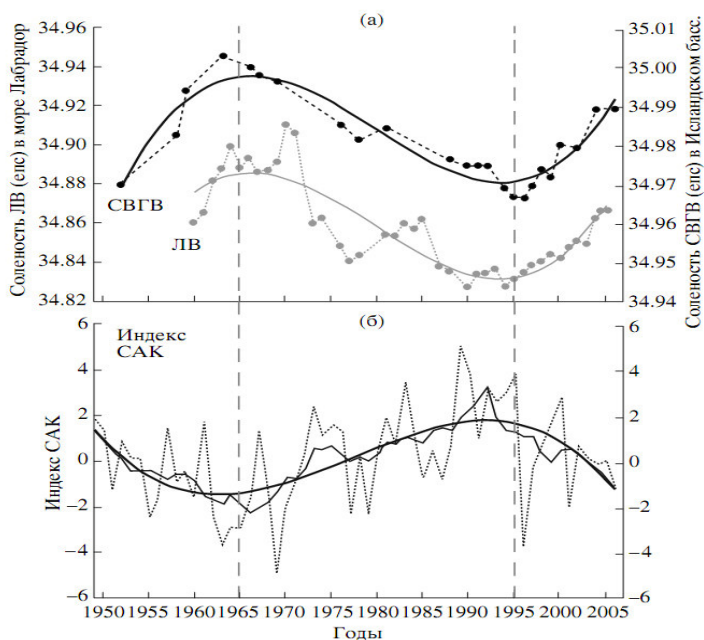


Рисунок 2.27 – Изменения средней солености в слое ЛВ (150–2000 м) в Лабрадорском море (серая пунктирная линия) и солености в ядре СВГВ в Исландском бассейне (черная штриховая линия); долгопериодные составляющие изменений солености показаны с помощью аппроксимирующих полиномов третьей степени (сплошные линии) (сверху); изменения зимнего (декабрь – март) индекса САК (пунктирная линия); скользящее семилетнее осреднение индекса САК (сплошная тонкая линия) и приближение полиномом третьей степени (сплошная толстая линия) (снизу) (источник рисунка [Сарафанов и др., 2009])

Рассмотрим изменчивость нижней САГВ. По данным, приведенным в [Voessenkool et al., 2007], для Исландского бассейна (восточный склон хребта Рейкьянес) в период со второй половины 40-х до первой половины 1950-х гг. отмечалось опреснение СВГВ, а в следующем десятилетии тенденция изменилась на противоположную, максимум солености в слое СВГВ отмечался в 1965 г. После этого началось длительное распреснение, продолжавшееся до 1990-х годов. С середины 1990-х гг. вновь началось интенсивное

потепление и осолонение СВГВ [Сарафанов и др., 2009; Sarafanov et al., 2007]. В работе [Dickson et al., 2002] также указывается на постоянное распреснение различных компонент САГВ в регионе их формирования в период 1965–2000 гг. (рис. 2.28). Однако в некоторых регионах эти периоды немонотонны. Так, например, с середины 1990-х гг. вновь началось интенсивное потепление и осолонение СВГВ в Исландском бассейне [Сарафанов, 2009; Dickson et al., 2002].

Тенденции распреснения нижней САГВ во второй половине XX в. в работе [Dickson et al., 2002] объясняются совместным влиянием процессов в регионах, находящихся севернее Гренландско-Шетландских порогов: изменением интенсивности конвекции в Лабрадорском море и в море Ирменгера, перемешиванием и вовлечением распресненных местных вод в Исландском бассейне и Датском проливе, бассейне моря Ирмингер в потоки СЗГВ и СВГВ, – а также процессов, происходящих в Арктическом бассейне и в северных морях (например, изменением выноса морских льдов через пролив Фрама). Кроме того, в статье [Dickson et al., 2002] указывается на связь распреснения САГВ с САК. Это согласуется с закономерностями, описанными в работе [Сарафанов и др., 2009]. В соответствие с ними временные интервалы, на которых сохраняются однонаправленные устойчивые тенденции в многолетних изменениях термохалинных свойств ЛВ и СВГВ, в субарктической Атлантике с 1950-х гг. практически совпадают. Временную изменчивость температуры и солености ЛВ и СВГВ в 1950–2000-х гг. можно описать как почти синфазные долгопериодные колебания. А основные черты долгопериодных изменений исследуемых водных масс в регионе таковы: в 1950-х гг. – первой половине 1960-х гг. и во второй половине 1990-х – 2010-х гг. происходило осолонение и потепление ЛВ и СВГВ, а распреснение и охлаждение отмечалось со второй половины 1960-х до середины 1990-х гг. [Сарафанов и др., 2009].

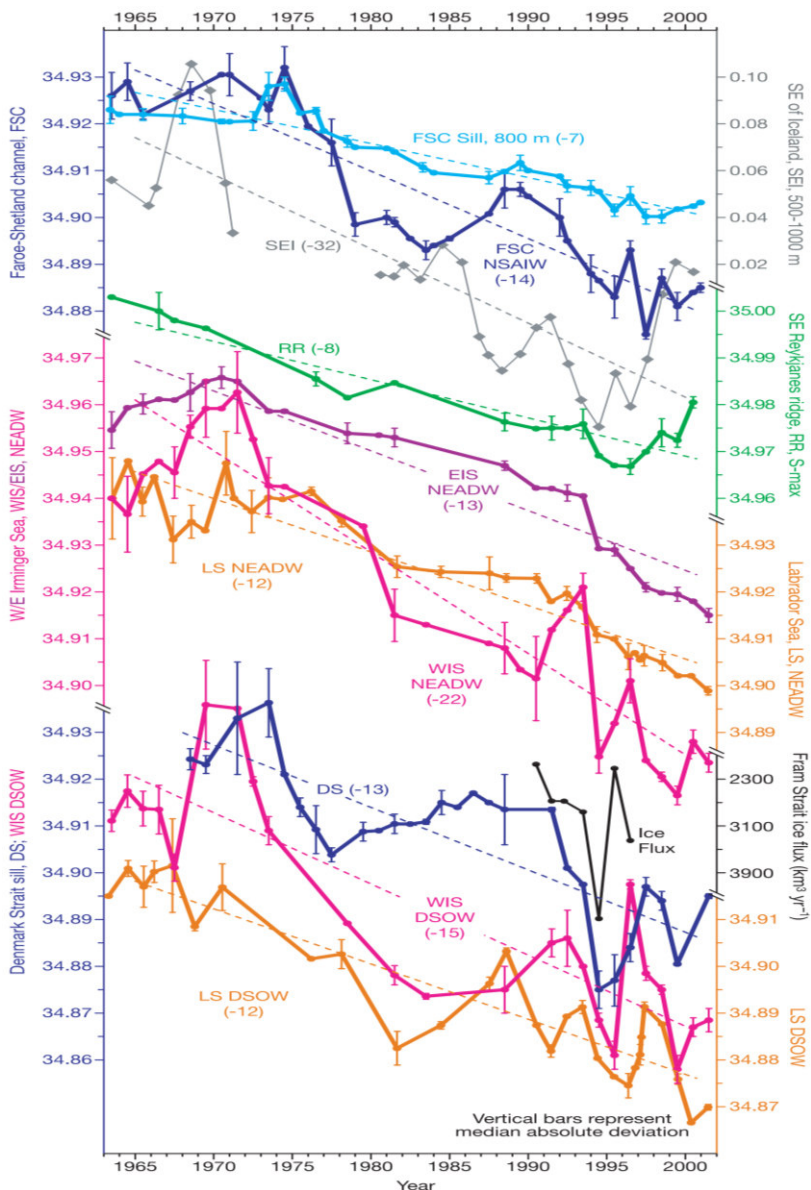


Рисунок 2.28 – Временной ход солёности различных компонент САГВ в северной части Северной Атлантики, аппроксимация этих рядов линейным трендом, коэффициент тренда. На горизонтальной оси отмечены годы.

Продолжение подрисуночной подписи см. на следующей странице.

Продолжение подрисуночной подписи рисунка 2.28. – FSC – воды, проходящие через Фареро-Шетландский пролив; FSC NSAIW – глубинные воды Норвежского моря и арктические промежуточные воды, проходящие через Фареро-Шетландский канал; SEI – воды, проходящие через западную часть Исландско-Шетландских порогов в Исландский бассейн; WIS DSOW EIS DSOW – воды Датского пролива, располагающиеся в западной и восточной частях моря Ирмингера. Кривые DS, WIS DSOW и LS DSOW характеризуют соленость в водах Датского пролива (на глубине 500–550 м при $T < 0^{\circ}\text{C}$), в нижнем придонном слое 0–200 м, когда воды спускаются по склону на юго-востоке Гренландии, и в абиссальных слоях Лабрадорского моря; EIS NEADW, WIS NEADW и LS NEADW описывают временной ход солености на определенных этапах распространения СВГВ из Датского пролива в восточную часть моря Ирмингера; RR – продукт смешения вод, проходящих через Исландско-Шетландские пороги, с местными водами и САГВ Исландского бассейна, протекающими вдоль восточного склона хребта Рейкьянес на $57\text{--}59^{\circ}$ с. ш., $27\text{--}31^{\circ}$ з. д. Источник рисунка [Dickson et al., 2002]

В работе [Jochumsen et al., 2012] указывается на изменчивость потока плотных вод через Датский пролив за период 1996–2011 гг. и на отсутствие значимого тренда во временных рядах температуры и солености. В ней говорится о неоднозначности связи объемного переноса через Датский пролив и САК. Объемный перенос через Датский пролив, превышающий среднее значение, иногда совпадает с положительными показателями индекса САК в зимний сезон, а низкие величины объемного переноса через Датский пролив всегда соответствуют отрицательным индексам САК. Но отрицательный индекс САК не всегда соответствует низким объемным переносам через Датский пролив. Авторы работы [Сарафанов и др., 2009; Сарафанов, 2009] полагают, что большее значение имеет знак индекса САК, а не его величина. Подключение локальных процессов (например, завихренность касательного напряжения ветра в проливе) к объяснению изменчивости тоже дает неясный результат: максимальный коэффициент корреляции между величиной завихренности касательного напряжения ветра и объемным переносом в проливе не превышает 0,4.

Подробная оценка параметров потока, проходящего через наиболее глубокую часть Гренландского-Шетландского хребта – канал Фарерской банки, за период 1995–2005 гг. дана в работе [Hansen, Osterhus, 2007]. Назовем эту водную массу водами Фарерской банки (ВФБ). ВФБ вносят важный вклад в формирование САГВ. По мнению авторов работы [Hansen et al., 2004], вклад вод, проходящих через канал Фарерской банки (FBC-overflow) вместе с вовлеченными водами, в продукцию САГВ может достигать 25% [Hansen et al., 2004]. Явного тренда объемного переноса за этот период нет. А за период 1997–2004 гг. соленость ВФБ возросла с 0,015 до 0,02 е.п.с., при этом плотность увеличилась на $0,01 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$. Кроме того, в этой работе с использованием более полного набора данных не подтвердился результат ослабления переноса ВФБ за период 1950–2000 гг., показанный в более ранней работе этого же коллектива авторов [Hansen et al., 2001].

Таким образом, в работах современных авторов и по данным реанализа ORA-S3 показано наличие междесятилетней изменчивости различных компонент САГВ. Результаты современных работ, включающих работы группы российских ученых под руководством А. В. Сарафанова, показывают, что эта изменчивость обусловлена региональными изменениями глубины зимней конвекции, определяемой потоками тепла океан – атмосфера, термохалинных характеристик вод в верхних и промежуточных слоях океана в северной части Северной Атлантики. [Сарафанов и др., 2013], а не «изменением характеристик и объемов плотных вод, поступающих в Атлантику из Арктического бассейна» [Сарафанов и др., 2013], на что указывалось в более ранних работах, например [Wacon, 1998; Hansen et al., 2004; Peterson et al., 2006].

ГЛАВА 3 МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОХАЛИННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

3.1 О моделировании циркуляции океана в рамках моделей различной степени сложности

В тенденциях развития моделирования циркуляции океана можно выделить два направления. Первое направление связано с развитием упрощенных моделей и моделей промежуточной степени сложности. Они дают возможность понять большой спектр климатических явлений от Эль-Ниньо – Южное колебание до отклика климатической системы на антропогенные выбросы, влияющие на радиационный баланс через эмиссию парниковых газов и аэрозолей, например [Olbers, 2001; Randall et al., 2007]. Важнейшим достоинством этих моделей является их вычислительная эффективность, что дает возможность проводить многочисленные численные при различных дополнительных предположениях, а также реализовывать расчеты на тысячи лет вперед и более без существенных затрат [Кароль, Киселев, 2013].

Второе направление основано на развитии сложных численных моделей. Они позволяют описать климатическую систему во всем многообразии. Эти модели используют основные законы сохранения, расписанные на сетке с максимально высоким разрешением. Подсеточные эффекты параметризуются с помощью различных гипотез. В таких моделях успешно воспроизводится ряд климатических параметров, годовой цикл, межгодовая изменчивость. Но вместе с тем для использования этих моделей необходимы большие вычислительные мощности и человеческие ресурсы. Это делает весьма проблематичным проведение большого числа численных экспериментов, необходимых для решения указанной задачи. По этим причинам расчеты в глобальных моделях проводят обычно только на несколько столетий вперед. Исключение составляют отдельные эксперименты,

(например, [Liu, Liu, 2013; Liu et al., 2017] и др.). Кроме того, часть результатов, полученных в этих глобальных климатических моделях, трудно интерпретируемы. Это объясняется тем, что сложные модели используют много «подгоночных» параметров, характеризующих процессы подсеточного масштаба. Изучение чувствительности модельных результатов к их вариациям представляет собой серьезную проблему, поскольку проведение одного модельного расчета на суперкомпьютере даже при современных мощностях может занять до нескольких месяцев. Отдельной проблемой является недостаточная точность задания начальных и граничных условий ввиду отсутствия адекватной системы долговременных наблюдений (см. главы 1 и 2).

В связи с изложенными выше обстоятельствами использование упрощенных моделей далеко не исчерпало своего потенциала. В этих моделях также остаются проблемы «грубости» параметризаций, точности задания начальных и граничных условий. Однако количество плохо определяемых параметров в них много меньше, чем в полных трехмерных моделях, реализовать их гораздо проще, а результаты, полученные в рамках этих моделей, легче интерпретировать. Важно при этом подчеркнуть, что уровень точности физического описания процессов в рамках упрощенных моделей не хуже точности задания начальных и граничных условий.

3.2 О моделировании океанической циркуляции с использованием боксовых моделей

3.2.1 Общие сведения о боксовых моделях

Обсудим результаты наиболее интересных по нашему мнению работ, посвященных исследованию меридиональной циркуляционной ячейки с использованием боксовых моделей.

Одним из типов упрощенных моделей являются боксовые модели. Несмотря на свою простоту, они успешно описывают ряд климатических явлений и позволяют на количественном уровне оценить некоторые характеристики климатической системы. Боксовые модели ТХЦ способны воспроизводить множественные режимы ТХЦ, в дальнейшем обнаруженные в сложных глобальных моделях общей циркуляции. В боксовых моделях ТХЦ океан разбивается на несколько однородных частей (боксов), обмен между которыми контролируется меридиональными, или вертикальными, градиентами плотности.

Уже первая двухбоксовая модель, представленная в ключевой работе Стоммела [Stommel, 1961], позволила продемонстрировать ряд явлений, занимающих центральное место в теоретическом понимании динамических систем. Модель Стоммела состоит из двух хорошо перемешанных боксов равного объема: теплого и соленого южного экваториального и холодного и пресного северного полярного боксов. Боксы связаны двумя трубками пренебрежимо малого объема, через которые осуществляется перенос тепла и соли (рис. 3.1а).

Предполагается, что океан получает тепло из атмосферы в южном боксе и отдает в северном с нулевым интегральным балансом. Кроме того, считается, что осадки, выпадающие над полярным боксом, формируются в результате испарения в экваториальном боксе. На поверхности для температуры и для солености используются граничные условия Ханей [Haney, 1971]. Стоммел показал, что в такой системе возможны три равновесных состояния: устойчивый соленостный, или халинный, режим (контролируемый меридиональными градиентами солености), устойчивый и не устойчивый температурные режимы (контролируемые меридиональными градиентами температур). Таким образом, Стоммел показал возможность наличия различных режимов ТХЦ и катастрофических переходов между ними. Отметим, что

интерес к его работе возник значительно позднее, когда возрос интерес научного сообщества к механизмам, отвечающим за изменения климата (см. Главу 1).

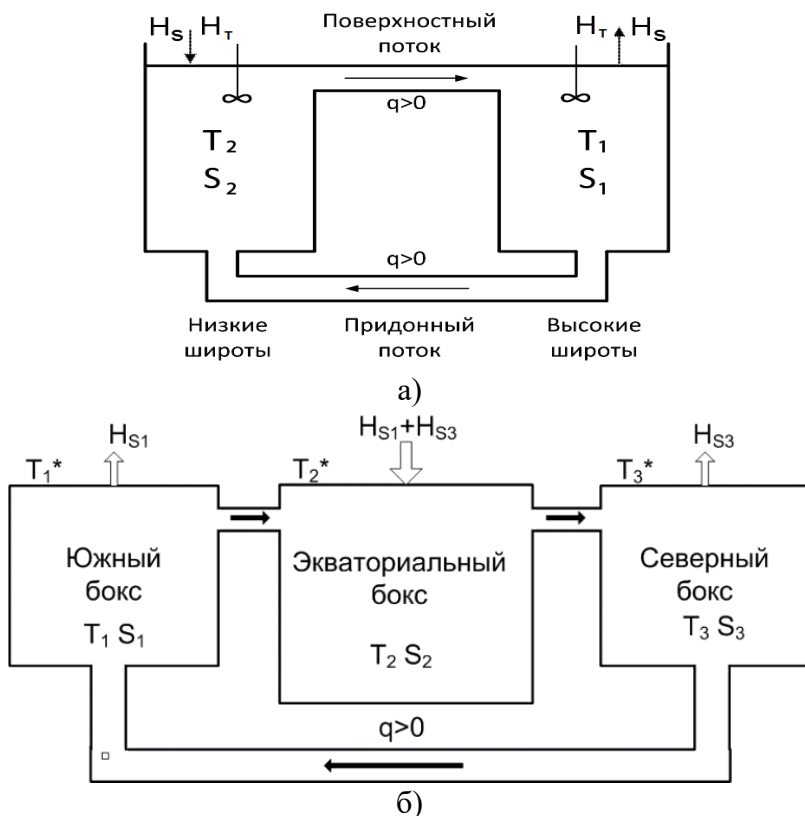


Рисунок 3.1 – Двубоксовая модель Стоммела [Stommel, 1961] (а); трехбоксовая модель Рута [Rooth, 1982] (б). H_s , H_T – потоки тепла и соли на поверхности; T_i , S_i – температура и соленость боксов; q – параметр, контролирующий ТХЦ в модели. При $q > 0$ поток в верхнем слое направлен на север, а в придонном слое – направлен на юг, при $q < 0$ направление потока – противоположное

Рут [Rooth, 1982] добавил в модель Стоммела третий бокс и получил идеализированную модель двухполушарного океана с возможностью кросс-экваториального потока. В

[Rooth, 1982] океан представлен в виде двух полярных боксов одинакового объема V и экваториального бокса объема $2V$ (рис. 3.1б). В модели используются симметричные (относительно экватора) смешанные граничные условия. Наличие в модели глубинной связи между полярными боксами [Rooth, 1982], не проходящей через центральный бокс и связывающей два холодных полярных бокса, автоматически исключает симметричную двухячейковую циркуляцию (она сохраняется только для неустойчивого тривиального решения с нулевой величиной объемного транспорта). В этой модели установлено, что при достаточно больших возмущениях устойчивая одноячейковая циркуляция может перейти в одноячейковую циркуляцию противоположного направления. Это окажет значительное влияние на климат, т.к. кроссэкваториальный транспорт тепла, связанный с термохалинной циркуляцией, изменит направление.

Таким образом, Стоммел и Рутс положили начало двум типам боксовых моделей: полусферные (экватор – полюс) и межполусферные (полюс – экватор – полюс). Чаще всего боксовые модели используются для моделирования термохалинной циркуляции в одном океане, однако встречаются работы по изучению процессов в межконтинентальных боксовых моделях. Например, в диссертации [Marotzke, 1990] исследуется мультибоксовая модель, в которой Тихий и Атлантический океаны представлены в виде четырех боксов каждый (рис. 3.2). Водообмен между океанами осуществляется на юге, в циркумполярной области, где реализуется свободный межбассейновый обмен.

Таким образом, работы по океанским боксовым моделям можно разделить на межконтинентальные и моноокеанские, которые в свою очередь делятся на полусферные и межполусферные. С основными типами конфигурации боксовых моделей подробнее можно ознакомиться в обзоре [Whitehead, 1995].

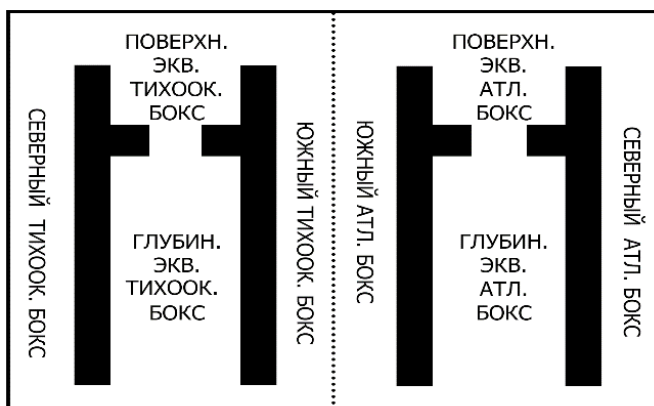


Рисунок 3.2 – Межокеанская боксовая модель Маротзке [Marotzke, 1990]

Рассмотрим граничные условия, чаще всего используемые в боксовых моделях ТХЦ. Взаимодействие между океаном и атмосферой через потоки тепла, влаги и другие механизмы происходит на разных временных масштабах и включает различные физические процессы. Отставание внутригодовой изменчивости ТПО от сезонного цикла инсоляции составляет порядка шести недель и обычно параметризуется как отклик на изменение атмосферных условий [Bretherton, 1982]. Зависимость потока длинноволновой радиации, явных и скрытых потоков тепла от температуры позволяет использовать простые линейные ньютоновские граничные условия. Верхний слой океана (или бокс, представляющий его в боксовой модели) восстанавливается до эффективной температуры на коротких временных масштабах порядка 1–2 месяца. Таким образом, граничные условия имеют вид меняющихся потоков тепла:

$$Q_r = \frac{\rho_0 C_p \Delta z_1}{\tau_R} (T_1(\lambda, \varphi) - T_a(\lambda, \varphi)), \quad (3.1)$$

где $T_1(\lambda, \varphi)$ – температура верхнего бокса толщиной Δz_1 , на долготе λ и широте φ ;

T_a – атмосферная эффективная температура;
 C_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении;

ρ_0 – условная плотность;

τ_R – время релаксации [Hanev, 1971].

Потоки пресной воды на поверхности океана (за счет осадков, испарений, стока рек, льдообразования) в океанских моделях представляют, как поверхностные граничные условия по солености. Однако испарение зависит от разности температур вода – воздух, а осадки зависят от сложных мелко- и крупномасштабных процессов в атмосфере. Ньютоновское граничное условие по солености имеет вид

$$Q_s = \frac{\rho_0 \Delta z_1}{\tau_R} (S_1(\lambda, \varphi) - S_a(\lambda, \varphi)). \quad (3.2)$$

Физически подтвердить это условие невозможно, т. к. подразумевается использование определенного временного масштаба смещения аномалий солености, которые в реальности не наблюдаются. Формула (3.2) подразумевает, что количество осадков и испарений в любой точке зависит от локальной солености поверхности океана $S_1(\lambda_1, \varphi)$, что, очевидно, неверно. Для решения этой проблемы в несовместных океанских моделях используют или фиксированные потоки соли Q_s , или потоки соли, слабо зависящие от разности температур вода – воздух. Потоки соли можно перевести в потоки пресной воды по формуле

$$P - E (\text{m/yr}) = - \frac{\text{sur} \cdot Q_s}{\rho_0 S_0}, \quad (3.3)$$

где sur – это число секунд в году;

P – осадки;

E – испарения;

S_0 – постоянная относительная соленость (34,7‰).

Постоянная соленость используется в формуле (3.3) вместо S_1 , так что при интегрировании уравнения (3.3) по поверхности океана в модели с твердой крышкой нулевые

суммарные $(P - E)$ соответствуют суммарному нулевому потоку соли Q_S .

В боксовых моделях чаще всего используются смешанные граничные условия. Это соответствует поверхностным граничным условиям, которые включают ньютоновское условие восстановления по температуре и фиксированный поток соли. Обычно время релаксации τ_R для солености больше, чем для температуры. Использование смешанных граничных условий в сущности предполагает бесконечную теплоемкость атмосферы.

По причине нехватки данных наблюдений приповерхностной скорости ветра в открытом океане, влажности на стандартной высоте (необходимых для определения испарения по балк-формулам) и осадков, для получения потоков пресной воды стационарную задачу в модели обычно решают обычно при ньютоновских граничных условиях и по T и по S ((3.1) и (3.2)). Затем определяют поток соли в стационарном состоянии и решают нестационарную задачу с фиксированным потоком соли (3.3), определяемым с использованием решения стационарной задачи. Обоснование этого подхода заключается в том, что, запуская модель, в которой T и S восстанавливаются до фиксированных климатических поверхностных полей, можно получить равновесное состояние с климатически верными полями температуры и солености. Определяемое поле $(P - E)$ – это то поле, которое теоретически должно давать климатическое поле солености на поверхности океана [Weaver, Hughes, 1992].

3.2.2 Полусферные боксовые модели

Подробное описание циркуляционных режимов и условий перехода между ними для оригинальной или слегка измененной двухбоксовой модели Стоммела произведено в работах [Marotzke, 1990; Weaver, Hughes, 1992; Cessi, 1994; Ruddick, Zhang, 1996; Lohmann, Schneider, 1999; Saltzman, 2002;

Dijkstra, Ghil, 2005]. В качестве наглядного примера приведем решение модели Стоммела в упрощении, сделанном Маротзке [Marotzke, 1990]. Ее отличие от оригинальной модели Стоммела заключается в том, что на поверхности задается только граничное условие для солености, это дает возможность получить решение в аналитическом виде, оно представлено на рис. 3.3. В работе [Ruddick, Zhang, 1996] получен важнейший вывод: показано, что в двухбоксовой модели Стоммела невозможно существование автоколебаний (англ. self-sustained oscillations). Там же приведены диаграммы, показывающие зависимость устойчивости равновесного состояния в модели Стоммела от соотношения между соленостным и температурным вкладами в суммарный поток плавучести и отношения эффективных времен релаксации температуры и солености.

Однако автоколебания возможны в полусферной двухбоксовой модели Веландера [Welander, 1982], отличающейся по конфигурации от модели Стоммела. Модель Веландера представляет собой два расположенных друг под другом, хорошо перемешанных бокса: верхний слой, температура и соленость которого непосредственно реагируют на поверхностные потоки тепла и соли, и гораздо большего объема глубинный слой океана с постоянными (фиксированными) температурой и соленостью. В этой модели за счет баланса между диффузией и конвекцией возможны самоподдерживающиеся колебания. Посредством вертикального перемешивания слои взаимодействуют на двух разных временных масштабах: при неустойчивой стратификации происходит быстрое конвективное приспособление, а в остальное время - медленное диффузионное перемешивание. Этот тип осцилляций, возможный в боксовых моделях, связан с конвекцией в регионах образования глубинных водных масс. Расширенный анализ этой модели представлен в работе [Cessi, 1994].

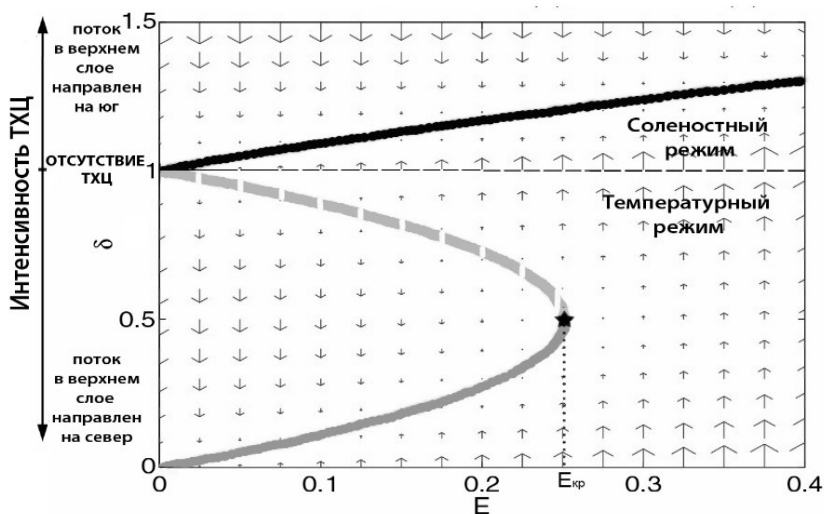


Рисунок 3.3 – Решение уравнений боксовой модели из работы [Marotzke, 1990] (δ – безразмерный параметр, характеризующий интенсивность меридионального потока; E – безразмерный параметр, характеризующий поток пресных вод на поверхности). Сплошными линиями показано устойчивое решение, штриховыми – неустойчивое; черная линия – соленостный режим, серая штриховая – неустойчивый температурный режим, серая сплошная – устойчивый температурный режим (по [Marotzke, 1990])

Хуанг и соавторы [Huang et al., 1992] впервые сформулировали четырехбоксовую полусферную модель, в которой совмещены свойства моделей [Welander, 1982] и [Stommel, 1961]. Она состоит из двух глубоководных и двух поверхностных боксов, в ней учитывается вертикальный и горизонтальный обмен теплом и солью. В этой модели также возможны температурный и халинный (соленостный) режимы циркуляции. Авторы использовали метод Монте-Карло для оценки вероятности достижения термического или халинного режима. В рамках этой модели показано, что при выбранных параметрах модели, соответствующих современному состоянию Северной Атлантики, небольшое увеличение осадков (на $\sim 20\%$) может привести к переходу в халинный

режим, т. е. к ТХК. Причем ТХК осуществляется в три стадии: 1) стадия согласования начальных и граничных условий (40-й – 264-й модельные годы); 2) стадия катастрофы (264-й – 500-й модельные годы); 3) стадия приспособления, во время которой температура и соленость глубинных боксов приспособляются к тем параметрам, которые необходимы при новом равновесном режиме (после 500-го модельного года). Кроме того, Хуанг и соавторы [Huang et al., 1992] провели сравнение между четырехбоксовой (2×2) и шестибоксовой (3×2) моделями с идентичными условиями на поверхности и сходным атмосферным форсингом и показали, что улучшение разрешения (увеличение количества боксов) качественно не влияет на характер решения, за исключением того, что возникают второстепенные (дополнительные) физически маловероятные режимы циркуляции. Более подробный анализ устойчивости решений четырехбоксовой модели Хуанга и соавторов представлен в работе [Tziperman et al., 1994]. В этой статье также проведено сравнение режимов этой модели с режимами модели глобальной океанической циркуляции.

Статья Накамуры и его соавторов [Nakamura et al., 1994] дала начало другому направлению в развитии боксовых моделей – совместным боксовым моделям океана и атмосферы. В полусферной боксовой модели Накамура и соавторы используют усложненную параметризацию взаимодействия океана и атмосферы с учетом меридионального переноса тепла и влаги в атмосфере, в основе которой лежат работы [North, 1975; Wang, Stone, 1980; Stone, Yao, 1990; Branscome, 1983; Shepheld, 1989; Shepheld, 1993; Baumgartner, 1975; Broecker, 1990]. Авторы впервые исследуют связь между меридиональным переносом тепла и влаги бароклинными атмосферными вихрями и режимом ТХЦ. Показано, что эта связь – положительная и дестабилизирует современный режим ТХЦ. Рассмотрим механизм этой обратной связи: уменьшение скорости опускания вод в высоких широтах → уменьшение

океанического переноса тепла на север → увеличение меридионального градиента температуры (T) (из-за повышения $T_{\text{поверхн.экв.бокса}}$ и понижения $T_{\text{поверхн.полярн.бокса}}$) → увеличение переноса влаги в атмосфере на север → увеличение суммарного испарения в низких широтах и суммарных осадков в высоких широтах → изменение солёности (S) (уменьшение $S_{\text{поверхн.полярн.бокса}}$ и увеличение $S_{\text{поверхн.экв.бокса}}$) → дальнейшее ослабление опускания более плотных вод в высоких широтах → уменьшение океанического переноса тепла на север →... далее цикл снова повторяется («→» – «влияет на, обуславливает»). В [Nakamura et al., 1994] указывается также на то, что классические представления о поверхностном тепловом потоке, используемые в моделях океана, то есть ньютоновская релаксация (Newtonian relaxation law), могут значительно стимулировать эту обратную связь в глобальном масштабе, если эффективная температура и времена релаксации хорошо подобраны.

Далее совместные боксовые модели океана и атмосферы исследовались в работах [Marotzke, Stone, 1995; Krasovskiy, Stone, 1998; Shaffer, Olsen, 2001; Verdierie, 2010]. В [Marotzke, Stone, 1995] представлена модель [Nakamura et al., 1994] с упрощенной параметризацией атмосферного переноса тепла и влаги. Это дало авторам возможность подробно проанализировать связь между интенсивностью циркуляции и атмосферным переносом тепла и влаги. Ими показано, что линейная зависимость атмосферного переноса тепла от интенсивности океанической циркуляции уменьшает размер области устойчивости, занимаемой решением с опусканием более холодных вод на севере в полярных широтах, по сравнению размером области устойчивости для моделей, в которых пресный форсинг описывается как внешний параметр (т. е. используются традиционные релаксационные условия Ханей для параметризации атмосферных процессов). Область устойчивости в [Nakamura et al., 1994] определяется на плоскости параметров модели αT , βS . Показано, что наиболее

сложное поведение в модели возникает при взаимодействии атмосферного переноса тепла и ТХЦ, которое может приводить либо к стабилизации, либо к дестабилизации режима ТХЦ в зависимости от эффективности атмосферного переноса, и очень эффективный атмосферный перенос приводит к дестабилизации. Однако сами авторы [Marotzke, Stone, 1995] указывают на то, что, возможно, дестабилизация – это артефакт модели. И этот аномальный эффект не исчезает, даже когда при введении поправок потоков в модели получается корректный средний климат. Поэтому далее авторы приводят альтернативную схему параметризации потоков, при которой сохраняется стабильность свойства модели, уточненную для конкретных источников ошибок (ошибок параметризации переноса влаги атмосферой, ошибок в параметризации океанического переноса массы, ошибок в параметризации компонент атмосферного теплового баланса).

В работе [Krasovskiy, Stone, 1998] представлено аналитическое решение модели [Marotzke, Stone, 1995] с учетом предположения, что эффект океанической адвекции тепла невелик по сравнению с влиянием поверхностных потоков тепла и солей, но не пренебрежимо мал. Полученные аналитические решения хорошо согласуются с численными решениями [Marotzke, Stone, 1995] и в общем виде показывают, как дестабилизация системы зависит от чувствительности меридиональных атмосферных переносов к меридиональным градиентам температуры и солености. Показано, что атмосферные обратные связи оказывают небольшое влияние на систему, если циркуляция интенсивная, однако их роль увеличивается, когда система находится в режиме при котором интенсивность циркуляции сравнительно невелика. Переоценка (недооценка) чувствительности атмосферного переноса влаги к меридиональным градиентам температур всегда стабилизирует (дестабилизирует) систему благодаря положительной обратной связи при переносе влаги атмосферными бароклинными вихрями, назовем ее ЕМТ-

обратной связью (от англ. eddy moisture transport feedback). Эта связь положительна при современной термической моде, но при халинной моде ЕМТ-обратная связь будет отрицательной.

В работе [Verdierie, 2010] исследована устойчивость полусферной 3-боксовой модели, в которой учтены горизонтальная и вертикальная адвекция и конвекция (convection adjustment scheme). Рассматриваются две подсистемы: конвективная (с учетом конвекции) и стратифицированная (без учета конвекции). Вердиер указывает на существование переходного аттрактора температура – соленость (ПТСА) в пространстве параметров модели стратифицированной системы, являющегося результатом сильных отрицательных обратных связей вследствие потоков на границе океана и атмосферы, и адвекции, которая быстро регулирует температуру в полярном боксе, в случае, когда бокс стратифицирован. Вблизи этого аттрактора возможно или самовосстановление, или коллапс ТХЦ. Вердиер описывает механизм полярной халоклиной катастрофы, возникающей, когда в полярный бокс добавляется большая отрицательная аномалия солености конечной амплитуды. Катастрофа происходит в три этапа: 1) короткая переходная фаза, когда система переходит в область вблизи ПТСА (траектории в фазовом пространстве быстро движутся к ПТСА), при этом эволюцию интенсивности ТХЦ определяют температурные градиенты; 2) медленный второй этап (~100 модельных лет), во время которого ослабляется интенсивность циркуляции, что связано с увеличением солености в субтропическом боксе (и этот процесс является прекурсором неустойчивости); 3) быстрая стадия коллапса ТХЦ, вызываемого уменьшением солености полярного бокса и соответствующей соленостной положительной обратной связью. Неустойчивость двух последних этапов регулируется нелинейными соленостными положительными обратными связями. Сравняются два способа моделирования атмосферных процессов: 1) моделирование с использованием

смешанных граничных условий; 2) совмещение трехбоксовой океанической модели с моделью энергетического баланса. Во втором случае рассматривается совместная боксовая модель океана и атмосферы, в которую включена параметризация атмосферных процессов. Эти процессы базируются на представлениях авторов работы [Marotzke, Stone, 1995]. Для этого второго случая показано, что для дестабилизации ТХЦ необходимы бóльшие отрицательные аномалии солености, чем для первого. И в первом, и во втором случае наблюдается один и тот же тип неустойчивости.

Ряд работ по боксовым моделям посвящен учету ветровой циркуляции (ВЦ) в боксовых моделях. В работе [Stommel, Rooth, 1968] впервые в простую боксовую модель добавлена ветровая компонента. Авторами исследована динамика потока, контролируемого ветровой циркуляцией (напряжением ветра) и потоками плавучести. В некоторых работах ветровая циркуляция задается в виде некоторого модельного аналога механизма, контролирующего горизонтальный обмен. Например, Шаффер и Олсен [Shaffer, Olsen, 2001] обобщили совместную боксовую модель [Marotzke, Stone, 1995], разбив океаническую часть полусферной модели на поверхностный и глубинный слои с учетом горизонтальной (зависящей от ветровой циркуляции) и вертикальной диффузии. Они обнаружили, что режим с опусканием вод в высоких широтах стабилизируется увеличением горизонтальной или вертикальной диффузии. В $2 \times 2 \times 2$ -боксовой модели, представленной в работе [Huang, Stommel, 1992], было учтено напряжение ветра. Результаты этой работы сходны с результатами 2×2 -боксовой модели [Huang et al., 1992] без учета ветра: при параметрах, соответствующих современной Северной Атлантике, система находится в термическом режиме. Показано, что число равновесных (стационарных) состояний системы зависит от интенсивности ВЦ. При слабой ВЦ возможны переходы между

различными стационарными состояниями, а при интенсивном ветре множественное равновесие в системе исчезает.

Паскуеро и Тzipерман [Pasquero, Tziperman, 2004] совместили боксовую модель типа стомелловской с горизонтально ориентированным тором, изображающим ВЦ в круговороте, и исследовали меридиональную циркуляцию, контролируруемую взаимодействием ветра и потока плавучести. В модели учтена односторонняя обратная связь между ВЦ и ТХЦ: ВЦ не изменялась со временем и влияние ТПО на ВЦ не учитывалось. В модели при учете ВЦ обнаружены автоколебания с малыми амплитудами и объяснен механизм их возникновения. Интересно также отметить, что присутствие даже слабого ветрового круговорота может предотвратить переход модели в хаотичный режим.

Макминовски в соавторстве с Тzipерманом [MacMynowski, Tziperman, 2006] улучшили модель, исследуемую в [Pasquero, Tziperman, 2004], сделав акцент на изучении двусторонней обратной связи между ТХЦ и ВЦ. ТХЦ \rightarrow меридиональный градиент температур \rightarrow изменение ветра в атмосфере \rightarrow ВЦ в океане \rightarrow ТХЦ (« \rightarrow » – «влияет на, обуславливает»). Показано, что при наличии двусторонней обратной связи требуется меньший пресноводный форсинг (изменения в потоках пресных вод) для дестабилизации модели. Для бóльшего пресноводного форсинга (англ. freshwater forcing) результатом действия обратной связи является возникновение нового устойчивого равновесия (вместо осцилляций большой амплитуды, которые развиваются в случае без учета такой обратной связи). Для перехода в это новое устойчивое состояние в модели Макминовски и Тzipермана необходим бóльший пресноводный форсинг по сравнению с моделью Паскуеро и Тzipермана.

В работе [Longworth et al., 2005] рассматривается гораздо более простая модель, чем в [Pasquero, Tziperman, 2004]. Логвортз и соавторы в полусферной модели Стомелла и

межполусферной модели Рута учитывают ВЦ параметрически с помощью коэффициентов диффузии. Затем они приводят аналитические решения для этих моделей, показывающие, что при определенной интенсивности ветра и величине атмосферного пресноводного форсинга исключается возможность существования множественного равновесия в боксовых моделях. Этот вывод согласуется с результатами работы [Huang, Stommel, 1992] и более поздней работы [Guan et al., 2008] (о том, что учет ветровой циркуляции исключает множественность равновесных решений боксовой модели).

В статье [Guan et al., 2008] использована нестандартная обратно пропорциональная зависимость интенсивности ТХЦ от градиентов плотности. Эта зависимость основана на предположении о том, что ТХЦ в значительной степени контролируется балансом механической энергии в океане, которая поступает от внешних источников (ветра и приливоотливных сил) и диссипирует на мелких масштабах. Такого типа модель здесь и далее будем называть ЕС-модель (от англ. energy constraint model). Если в стандартной модели Стоммела имеются, как уже говорилось ранее, режимы термический устойчивый, термический неустойчивый и халинный устойчивый, то в ЕС-модели режимы другие: халинный устойчивый, халинный неустойчивый и термический устойчивый. Кроме того, бифуркация типа седло – узел в этой модели происходит в халинном режиме, а не в термическом, как в модели Стоммела.

Гуан и его соавторы [Guan et al., 2008] пришли к выводу о том, что в ЕС-модели усиление ветровой циркуляции приводит к ослаблению меридиональной циркуляции, и это противоречит результатам, полученным в моделях с линейной зависимостью меридионального транспорта от разности плотностей. Гуан с соавторами не были первыми, кто использовал нелинейную зависимость интенсивности ТХЦ от разности плотностей север – юг. Например, Парк [Park, 1999], основываясь на работах [Bryan, Cox, 1967; Robinson, Stommel,

1959; Hughes, Weaver, 1994; Munk, 1966], показал, что меридиональный объемный транспорт в океане может зависеть от корня третьей степени разности плотности между севером и югом. Более подробное обсуждение работы [Park, 1999] приводится нами в п. 3.2.1.1.

Отметим, что модель Гуана развивается и в более поздних работах, например [Shen et al., 2011; Liu et al., 2021].

3.2.3 Межполушферные боксовые модели ТХЦ

Веландер в работе [Welander, 1986] развил трехбоксовую модель Рута [Rooth, 1982], допуская глубинную связь между экваториальным и полярным боксами. Геометрия модели Веландера представлена на рис. 3.4. В этой модели получено девять равновесных состояний (при достаточно интенсивном термическом форсинге), четыре из которых оказались устойчивыми. Состояния с положительным направлением циркуляции в каждом полушарии, при которых в поверхностном слое поток направлен к полюсу, а в глубинном – к экватору, обозначим знаком «+», противоположные направления – знаком «-». Симметричные двухъячейковые режимы (+; +) и (-; -) соответствуют термическому и халинному режимам. Два других ассиметричных одноячейковых устойчивых режима (+; -) и (-; +) соответствуют термическому режиму в одном полушарии и халинному в другом полушарии. Отметим, что в модели возможно установление ассиметричных режимов при симметричном атмосферном форсинге. Кроме того, Веландер показал, что равновесие некоторых классов трехбоксовых моделей или n-боксовых моделей может быть представлено как суперпозиция элементарных равновесных состояний двухбоксовых моделей. Например, ассиметричная межполюсная циркуляция – это комбинация температурного режима в циркуляционной ячейке в одном полушарии и

халинного режима в циркуляционной ячейке в другом полушарии.

Подробное исследование устойчивости в модели Рута [Rooth, 1982] проведено в статье [Scott et al., 1999]. В ней показано, что, в отличие от полусферной модели Стоммела, в межполюсферной модели Рута существует только один режим с опусканием более плотных вод на севере (в модели Стоммела два режима с опусканием вод на севере – с интенсивной и менее интенсивной циркуляционной ячейкой). Интенсивность циркуляции q зависит от межполюсной разности температур $T_N - T_S$ (T_N и T_S – равновесные разности температур между экватором и Северным полюсом и между экватором и Южным полюсом). Также интенсивность ТХЦ прямо пропорциональна корню квадратному из потока пресных вод в том полушарии, где происходит подъем вод (если $q > 0$, то $q \sim \sqrt{\Phi_S}$, если $q < 0$, то $q \sim \sqrt{\Phi_N}$; Φ_N, Φ_S – потоки пресных вод в Северном и Южном полушарии).

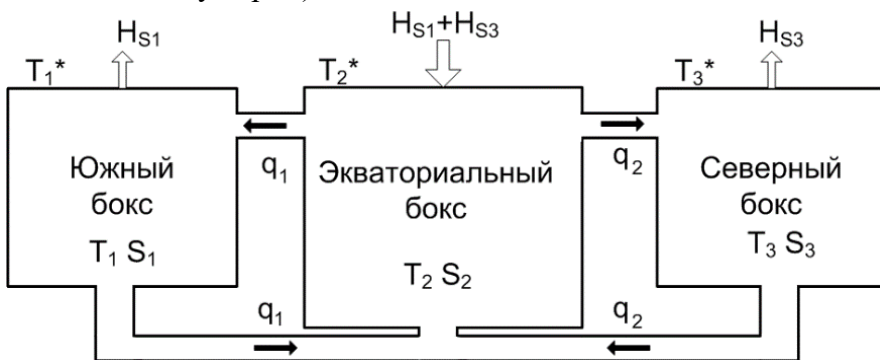


Рисунок 3.4 – Трехбоксовая модель, используемая в работе [Welander 1986]. В модели установлен симметричный фиксированный поток соли (не изменяющийся во времени), положительный в экваториальном боксе и отрицательный в полярных боксах. Объемный транспорт q_1 и q_2 положителен в направлениях, указанных на рисунке. Объем двух полярных боксов V_p , объем экваториального бокса $V_e = 2V_p$

Кроме того, показано, что температурная обратная связь всегда отрицательная, а знак соленостной обратной связи зависит от асимметрии (симметрии) пресноводного форсинга: когда $\Phi_N > \Phi_S$, соленостная обратная связь положительная, а когда $\Phi_N < \Phi_S$ – отрицательная (в полусферных же моделях соленостная обратная связь всегда положительная). Для случаев с различной симметрией пресного форсинга ($\Phi_N > \Phi_S$ и $\Phi_N < \Phi_S$) определены пороговые значения возмущений, при которых в модели возможны субкритическая и суперкритическая бифуркации Хопфа. Уточним, что в своей работе авторы [Scott et al., 1999] не совсем точно используют этот термин с математической точки зрения: в этой работе под ними подразумеваются бифуркации из неосциллирующего в осциллирующий режим и наоборот. Также в работе [Scott et al., 1999] модель Рута дополнена параметризацией переноса тепла и влаги в атмосфере за счет бароклинных вихрей (аналогично работе [Marotzke, Stone, 1995]). В расширенной модели интенсивность циркуляции также зависит от T_N , T_S , потока пресных вод в полушарии, в котором происходит апвеллинг, и интенсивности вихревых переносов тепла и влаги. Показано, что обратная связь вследствие переноса влаги вихрями в атмосфере всегда является стабилизирующей, а действие обратной связи в результате переноса тепла вихрями в атмосфере может как стабилизировать, так и дестабилизировать систему: все зависит от знака соленостной обратной связи в системе и величин возмущений.

В работе Рамсторфа [Rahmstorf, 1996] использована четырехбоксовая модель, сходная по конфигурации с моделью Рута. Она представляет собой два полярных бокса (южный-1 и северный-2) между которыми расположены поверхностный тропический (3) и глубинный тропический (4) боксы. Далее в обсуждении температуру и соленость этих боксов будем обозначать символами «Т» и «S» с нижними индексами, соответствующими номерам боксов. Североатлантические глубинные воды формируются в северном полярном боксе, интенсивность потока из которого контролируется разностью

температур между полярными боксами. Солености в боксах определяются за счет адвекции и потоков пресной воды на поверхности. Глубинный тропический бокс принципиальной роли не играет (его соленость равна солености северного полярного бокса $S_4 = S_2$). Поверхностные температуры задаются с помощью релаксационных условий Ханей или фиксируются (мгновенное приспособление).

Рамсторф показал, что в стационарном состоянии объемный перенос между боксами зависит от атмосферного потока пресных вод в южном полярном боксе (F_1), а поток соли в северном полярном боксе F_2 влияет на скорость перехода модели в другой циркуляционный режим. В зависимости от потока пресных вод при положительном объемном переносе авторами выделено три режима (рис. 3.5): 1) при $T_2 < T_1$ и $F_1 < 0$ разности тепла и соли совместно контролируют циркуляцию – термохалинный режим; 2) при $T_2 > T_1$ и $F_1 < 0$ – халинный режим (уточним, что, в отличие от модели Стоммела, это не поток вод с формированием глубинных вод на юге, а поток, контролируемый разностями соленостей); 3) самый интересный режим – термический контролируемый режим при $T_2 < T_1$ и $F_1 > 0$. Эта ветвь решения заканчивается бифуркацией типа седло – узел (точка S на рис. 3.5).

Рамсторф показал, что термический режим, представляющий основной интерес (т. к. соответствует современному циркуляционному режиму), возможен только при ассиметричном пресном форсинге, и, по его мнению, ассиметрия между Северным и Южным полушариями является ключевым фактором в формировании конвейера Брокера. Кроме того, Рамсторф впервые применил гистерезисный подход при исследовании равновесной структуры МЦА и пороговых возмущений. В этом подходе применяется возмущение атмосферных потоков, его амплитуда увеличивается очень медленно, так что предполагается, что МЦА остается близкой к равновесию для данного форсирующего состояния. При некотором значении амплитуды вынуждающего возмущения МЦА начинает резко

изменяться, переходя в коллапсированное состояние равновесия. Когда это равновесие достигнуто, интенсивность вынуждающего возмущения обычно уменьшается до тех пор, пока МЦА снова не начнет переходить из коллапсированного в активное состояние АМОС. Рамсторф сравнил полученную структуру гистерезиса для глобальной модели общей циркуляции океана и для выше обсуждаемой 4-боксовой модели и показал, что реакция МЦА на возмущения потоков пресных вод в Северной Атлантике в этих двух моделях удивительно похожа.

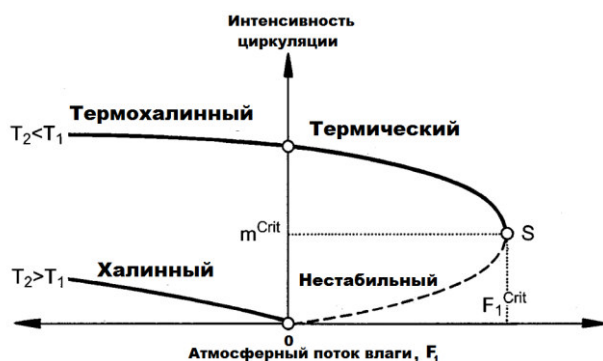


Рисунок 3.5 – Три режима боксовой модели Рамсторфа [Rahmstorf, 1996]. Сплошная линия – устойчивое решение; штриховая линия – неустойчивое решение; S – точка бифуркации седло – узел

В работе [Titz et al., 2002] проведен подробный бифуркационный анализ трехбоксовой и четырехбоксовой (по конфигурации такой же, как у Рамсторфа) моделей, в которых потоки тепла не фиксировались, а задавались с помощью условий Ханей через эффективную температуру. Показано, что для таких моделей характерна бистабильность: современное устойчивое состояние циркуляции может сменяться неустойчивым при прохождении бифуркации седло – узел или субкритической бифуркации Хопфа (при ней возникает неустойчивый периодический цикл). Какая из них реализуется – зависит от полусферных пресных потоков.

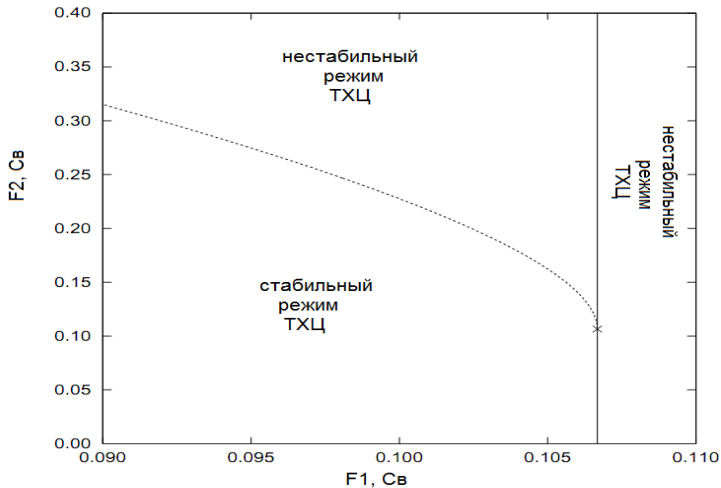


Рисунок 3.6 – Двухпараметрическая бифуркационная диаграмма. Пунктирная кривая – соответствует точкам бифуркации Хопфа; сплошная прямая –точкам бифуркации типа седло – узел; пересечение этих пунктирной и сплошной линий (×) – точка бифуркации Богданова – Такенса

Из бифуркационной диаграммы (см. рис. 3.6, где F_1 и F_2 – потоки пресных вод в южном и северном боксах соответственно) видно:

- увеличение только F_1 при $F_2 < F_{2\text{Богданова-Такенса}}$ приводит к бифуркации типа седло – узел;
- увеличение только F_1 при $F_2 > F_{2\text{Богданова-Такенса}}$ приводит к бифуркации Хопфа;
- увеличение только F_2 приводит к бифуркации Хопфа;
- уменьшение F_1 ; увеличение F_2 приводит к бифуркации Хопфа;
- увеличение F_1 или F_2 приводит или к бифуркации типа седло – узел или к бифуркации Хопфа;
- увеличение F_1 ; уменьшение F_2 приводит или к бифуркации типа седло –узел или к бифуркации Хопфа.

Разъясним некоторую терминологию, использованную в рассуждениях выше. Название бифуркации типа «седло–узел» (или бифуркации срыва равновесия) связано с ее

интерпретацией в двумерном фазовом пространстве – возникновением одной особой точки «седло-узел» в результате слияния двух особых точек «узел» (устойчивая) и «седло» (неустойчивая). Бифуркация Хопфа (в русскоязычной литературе ее обычно называют бифуркацией Андронова-Хопфа или бифуркацией рождения цикла) – локальная бифуркация, при которой особая точка типа «фокус» теряет устойчивость. При этом из особой точки или рождается небольшой устойчивый предельный цикл, или, наоборот, небольшой неустойчивый предельный цикл в момент бифуркации схлопывается в эту точку.

«Бифуркация Богданова–Такенса является одной из важнейших в теории бифуркаций. К идее этой бифуркации можно прийти с помощью следующего рассуждения. Пусть в нелинейной системе возможны автоколебания и имеется параметр, ответственный за их возникновение в результате бифуркации Андронова–Хопфа. Пусть в системе есть еще один параметр, который может приводить к исчезновению устойчивого равновесия в результате седло-узловой бифуркации. Каждой из этих двух бифуркаций отвечает некоторая линия на плоскости параметров указанной гипотетической системы. Точка возможного пересечения линий представляет собой точку бифуркации Богданова–Такенса» [Кузнецов и др., 2009].

Бифуркация седло – узел возникает, когда изменяется общий поток пресных вод в северный и тропический боксы, а не при перераспределении пресных вкладов между низкими и высокими широтами. Бифуркация Хопфа зависит от обоих потоков пресных вод (F_1 и F_2). В отличие от Скотта и соавторов [Scott et al., 1999], авторы работы [Titz et al., 2002] приходят к выводу, что поток пресных вод в Южном полушарии определяет устойчивость в общем, а роль потока пресных вод в СП важна только в случае, если он превышает пороговое значение ($F_2 > F_{2\text{Богданова-Такенса}}$). Также в [Titz et al., 2002] с помощью упрощенных версий исходной боксовой модели

показано, что для возникновения бифуркаций двух вышеописанных типов необходимо как минимум три бокса: два хорошо перемешанных полярных бокса и поверхностный тропический бокс, боксы должны быть «связаны» между собой поверхностными потоками влаги. Для упрощенной модели получены аналитические выражения условий возникновения двух вышеупомянутых типов бифуркаций.

В работе [Lucarini, Stone, part I, 2005] с помощью межполушарной трехбоксовой модели ТХЦ (она состоит из тропического и полярных северного и южного боксов) изучаются изменения ТХЦ в случае, когда система подвергается воздействиям, соответствующим условиям современного глобального потепления. В качестве имитации условий глобального потепления представлено два типа экспериментов: 1) увеличение потоков пресной воды в обоих высокоширотных боксах; 2) большее увеличение эффективных температур в высокоширотных боксах, чем в тропическом. Показано, что величина возмущения потока влаги в северном полярном боксе, при котором происходит коллапс ТХЦ, зависит от скорости увеличения потока влаги: при высокой скорости оно меньше, чем при низкой. Однако увеличение потока влаги в южном полярном боксе значительно замедляет наступление коллапса ТХЦ. Кроме этого, быстрое увеличение потока тепла в Северном полушарии более эффективно дестабилизирует систему, чем медленное, а увеличение потока тепла в Южном полушарии усиливает устойчивость системы. Во всех проанализированных случаях медленного форсинга, если он достаточно асимметричный, происходит смена режима ТХЦ на противоположный. Таким образом, в исследованной модели пространственная структура форсинга играет ключевую роль при определении реакции системы: квазисимметричный форсинг, который кажется более разумным в реальных условиях глобального потепления, не очень эффективно дестабилизирует ТХЦ. Авторами также показано, что использование релаксационных граничных

условий Ханей (для задания потока тепла на поверхности) уменьшает устойчивость системы. Использование граничных условий по температуре в виде фиксированного потока (H_i) очень хорошо стабилизирует систему по отношению к возмущениям потока пресных вод на всех временных масштабах. Таким образом, основной вывод, к которому приходят авторы при изучении отклика ТХЦ на возмущения, представленного в несовместных моделях любого уровня сложности: следует обращать особое внимание на пространственную структуру форсинга потоков тепла и пресных вод, т.к. ТХЦ является сильно нелинейной, несимметричной системой.

В работе [Lucarini, Stone, part II, 2005] используемая боксовая модель усовершенствована за счет использования более близкой к естественному представлению параметризации физических процессов, определяющих потоки тепла и соли в боксах. Атмосферные потоки тепла и соли представлены как функции температуры океана, выражение для потока пресной воды учитывает уравнение Клаузиуса – Клапейрона [Nakamura, 1994; Stone, Miller, 1980; Stone, Yao, 1990]. Атмосферный поток тепла представлен в виде трех составляющих: скрытого потока тепла (представленного как функция потока пресной воды в бокс), явного потока тепла и радиационного потока тепла. Явный поток тепла и поток пресной воды представлены согласно положениям, обсуждаемым в работах [Stone, Miller, 1980; Stone, Yao, 1990]. При этом полагается, что перенос тепла бароклинными вихрями является основным механизмом меридионального переноса тепла. Радиационный поток тепла параметризуется стандартным образом с использованием ньютоновской релаксации [Wang, Stone, 1980; Marotzke, Stone, 1995]. Показано, что при возмущении системы линейным изменением эффективной температуры, а соответственно, и радиационного потока тепла (будем называть этот вид возмущений радиационным), сначала возрастает скрытый поток тепла и

поток пресной воды в северном высокоширотном боксе вследствие увеличения давления насыщенного водяного пара при увеличении температуры. Это вызывает уменьшение интенсивности ТХЦ. Значительное увеличение потока тепла в северном полярном боксе в конечном итоге уменьшает эффективность атмосферного переноса (тепла и влаги) и вызывает сильное уменьшение потока пресной воды, скрытого и явного потоков тепла в этот бокс, что приводит к увеличению ТХЦ. Радиационный форсинг не приводит систему к коллапсу, но увеличение меридиональных потоков тепла вызывает уменьшение меридиональных градиентов температур, даже когда в тропиках используется большой радиационный форсинг. Авторы указывают, что этот механизм, возможно, может объяснить периоды потепления в прошлом, такие как, например, эоцен.

Изменения скрытых потоков тепла и потоков пресной воды в двух высокоширотных боксах определяют динамику расширенной боксовой модели благодаря сильной нелинейной зависимости давления насыщенного водяного пара от температуры. Следовательно, использование уравнения Клаузиуса – Клапейрона для параметризации потоков тепла и влаги играет ключевую роль в отклике боксовой модели на возмущения.

Показано, что квазистатические возмущения не могут изменить режим ТХЦ с опусканием плотных поверхностных вод на севере, кроме тех случаев, когда предполагается относительно неэффективный атмосферный перенос и радиационный форсинг с нереалистично большой асимметрией между севером и югом. Более того, в этом случае точка начального равновесия находится в области бистабильности. Авторами получены критические значения возмущений параметров, при которых система может перейти в равновесное состояние с опусканием вод на юге.

Кроме этого, выявлено, что быстрый форсинг более эффективно разрушает существующий режим ТХЦ, чем

медленный. При более интенсивных возмущениях в северном боксе система дестабилизируется эффективнее, а очень медленный форсинг не дестабилизирует систему при любой симметрии (асимметрии) системы за исключением случая, когда атмосферный перенос слабо зависит от меридиональных градиентов температуры.

Оценена чувствительность полученных результатов по отношению к интенсивности возмущений в тропиках и высоких широтах и эффективности атмосферного переноса. Более интенсивный форсинг в тропиках дестабилизирует систему одинаково на всех временных масштабах и сильно дестабилизирует систему при квазисимметричном форсинге. Увеличение эффективности атмосферного переноса в общем делает систему более устойчивой в противоположность дестабилизирующему радиационному форсингу, т. к. это позволяет более эффективно контролировать потоки плавучести, обеспечивая отрицательную атмосферную обратную связь. Этот эффект особенно значим на временных масштабах форсингов, сравнимых с характерными периодами системы, но он не наблюдается для быстрых возмущений, которые блокируют все обратные связи в системе.

Авторы работы [Lucarini, Stone, part II, 2005] указывают на то, что учет линейной диффузии в атмосферном переносе качественно изменяет особенности устойчивости системы, и считают, что в работах по изучению климатических сдвигов неоднозначную параметризацию, базирующуюся на результатах работ [Stone, Miller, 1980; Stone, Yao, 1990], необходимо использовать с осторожностью. Сравнение результатов с полученными в первой части этой серии работ [Lucarini, Stone, part I, 2005] показывает, что введение явной связи между атмосферой и океаном увеличивает устойчивость системы к возмущениям и для возникновения ТХЦ в этом случае необходимы нереалистичные амплитуды возмущения системы. А учет взаимодействия между атмосферой и океаном приводит к возникновению отрицательной обратной связи,

которая при более эффективном атмосферном переносе работает сильнее. Таким образом, в этой работе показано, что временные масштабы возмущений определяют реакцию системы на них. Это подтверждают более ранние работы для ТХЦ-моделей различной степени сложности [Tziperman и Gildor, 2002; Stocker, Schmittner, 1997; Schmittner, Stocker, 1999; Manabe, Stouffer, 1999a; Manabe, Stouffer, 1999b; Manabe, Stouffer, 2000; Stouffer, Manabe, 1999].

Таким образом, вышеприведенные рассуждения подтверждают, что боксовые модели способны воспроизводить ряд физических механизмов, отвечающих за изменчивость климата, и являются удобным инструментом для моделирования современного климата.

Согласно результатам, приведенным в первой главе, термохалинный механизм является ключевым, отвечающим за смену циркуляционных режимов в Атлантическом океане. Процессы конвекции в высоких широтах Северной Атлантики отвечают за переход между режимами ТХЦ. Поэтому для достижения целей, поставленных в данной работе, достаточно использовать полусферную боксовую модель Северной Атлантики. Нами была выбрана сравнительно простая 4-боксовая модель [Griffies, Tziperman, 1995], базирующаяся на модели, описанной ранее в работе [Huang et al., 1992]. Боксовая модель такого уровня сложности адекватна нашему уровню знаний о граничных условиях. Как обсуждалось выше, в модели [Huang et al., 1992] небольшое увеличение осадков (на ~ 20%) может привести к переходу в халинный режим, т. е. к ТХК. Отметим, что в работе [Huang et al., 1992] подбор параметров модели произведен достаточно грубо и недостаточно подробно описан, а боксовая модель очень чувствительна к выбору параметров. С использованием 4-боксовой модели, геометрия которой сходна с геометрией модели Хуанга и соавторов [Huang et al., 1992], Гриффис и Тзиперман [Griffies, Tziperman, 1995] описали адвективный механизм осцилляций, возможный в боксовых моделях такого

типа. В этом случае колебания контролируются крупномасштабными градиентами температуры и солености. Осцилляции возникают в ответ на мгновенные возмущения потоков тепла. В [Griffies, Tziperman, 1995] показано, что учет атмосферного белого шума в этой модели приводит к возникновению квазидесятилетних осцилляций объемного переноса в меридиональном направлении.

В работе Полонского [Polonskii, 2002] в рамках простой полусферной трехбоксовой модели, в которой учитывалось только изменение температуры боксов (соленость полагалась постоянной), показано, что при типичных для современной системы океан – атмосфера параметрах и без учета вариаций солености возможно получение осциллирующего решения с периодом 10–20 лет. То есть, автор этой работы с использованием 3-боксовой модели подтверждает гипотезу о том, что одной из главных причин, регулирующих изменчивость десятилетнего масштаба, являются квазипериодические осцилляции меридионального переноса тепла, усиливающиеся за счет положительной обратной связи в системе океан – атмосфера в субтропиках (между аномалиями приводного давления, температуры в тропической и внетропической зонах и меридиональными дрейфовыми переносами). Продолжением работы [Polonskii, 2002] стала работа этого же автора [Полонский, 2008], в которой с помощью несложных оценок в рамках аналогичной трехбоксовой модели (но учитывающей изменения соли в боксах) показано, что реализация хотя бы одного из условий, приводящих к ТХК, исключительно маловероятна в современной климатической ситуации. Очевидно, что это несколько противоречит выводам, сделанным в [Huang et al., 1992]. Поэтому далее будет произведен тщательный подбор параметров 4-боксовой модели для проверки возможности реализации ТХЦ в современную климатическую эпоху. Затем мы обсудим результаты моделирования с помощью обобщенной 4-боксовой модели [Griffies, Tziperman, 1995],

параметры которой задаются с использованием характеристик климатической системы, обсуждаемых в первой и второй главах, и рассмотрим влияние различных механизмов на режимы ТХЦ в Северной Атлантике.

3.3 Четырехблочная модель ТХЦ в Северной Атлантике

3.3.1 Первая серия экспериментов

3.3.1.1 Описание модели и параметров, используемых в первой серии экспериментов

Далее в качестве базовой будет использована четырехблочная модель циркуляции вод в Северной Атлантике [Griffies, Tziperman, 1995]. Модель представлена двумя поверхностными и двумя глубинными блоками. В южном поверхностном блоке вода относительно теплая и соленая, а в северном – относительно холодная и пресная. Изменения тепла и соли в каждом блоке обусловлены адвективным обменом с соседними блоками, а также потоками тепла и соли через поверхность в первых двух блоках (рис. 3.7).

Предполагается, что океан получает тепло из атмосферы в первом (южном) блоке и отдает во втором (северном) с нулевым интегральным балансом. Кроме того, считается, что осадки, выпадающие над вторым блоком, формируются в результате испарения в первом.

Изменения температуры и солености в каждом блоке описываются следующими дифференциальными уравнениями:

$$\begin{aligned} \dot{T}_1 &= \frac{|U|}{\delta V} (T_k - T_1) + F_{1T}, & \dot{S}_1 &= \frac{|U|}{\delta V} (S_k - S_1) + F_{1S}, \\ \dot{T}_2 &= \frac{|U|}{\delta \varepsilon V} (T_1 - T_2) + F_{2T}, & \dot{S}_2 &= \frac{|U|}{\delta \varepsilon V} (S_1 - S_2) + F_{2S}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{T}_3 &= \frac{|U|}{V}(T_m - T_3), & \dot{S}_3 &= \frac{|U|}{V}(S_m - S_3), \\ \dot{T}_4 &= \frac{|U|}{\varepsilon V}(T_n - T_4), & \dot{S}_4 &= \frac{|U|}{\varepsilon V}(S_n - S_4). \end{aligned} \quad (3.4)$$

Здесь: U – скорость объемного переноса между боксами;
 T_{1-4} и S_{1-4} – температуры и солености боксов;
 ε и δ – безразмерные геометрические параметры
(см. рис. 3.7);

V – объем третьего бокса;

$k = 3, l = 1, m = 4, n = 2$ при $U \geq 0$ и $k = 2, l = 4,$

$m = 1, n = 3$ при $U < 0$;

точка сверху означает производную по времени.

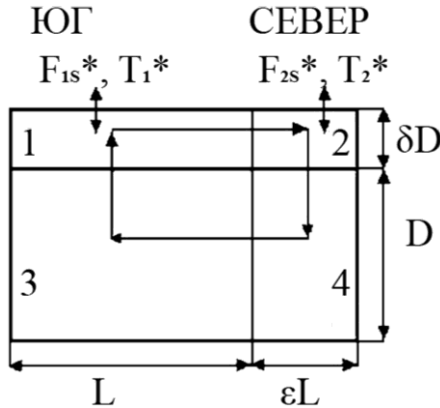


Рисунок 3.7 – Схема боксовой модели Северной Атлантики: 1 – южный поверхностный тропический бокс; 2 – северный поверхностный внетропический бокс; 3 – южный глубинный тропический бокс; 4 – северный глубинный внетропический бокс. Стрелками показано положительное направление термохалинной циркуляции (термическая мода), соответствующее современной климатической эпохе

Потоки тепла на поверхности океана считались пропорциональными разности эффективной температуры воздуха и температуры воды, то есть $F_{1T} = \gamma_T(T_1^* - T_1)$. При

решении стационарной и нестационарной задач для потоков соли использовались условия: $F_{iS} = \gamma_S(S_i^* - S_i)$,

$$F_{iS} = \gamma_S(S_i^* - \bar{S}_i)$$

соответственно, где \bar{S}_i – значения солёности боксов в стационарном состоянии. Здесь $T_1^*, T_2^*, S_1^*, S_2^*$ – эффективные температуры и солёности, определяющие величину потоков тепла и соли на поверхности океана; $\gamma_T^{-1}, \gamma_S^{-1}$ – время релаксации температуры и солёности. Обоснование выбора такого типа граничных условий обсуждалось в п. 3.1.1.

Термохалинная циркуляция в боксовой модели обусловлена меридиональным градиентом давления, который в гидростатическом приближении пропорционален градиенту плотности. Охлаждение океана на севере увеличивает плотность в боксах 2 и 4 и обуславливает ТХЦ, направленную в верхнем слое от первого бокса ко второму. Объемный меридиональный перенос (U) может определяться следующими условиями:

а) линейной зависимостью U от градиентов плотности (как, например, в работе [Griffies, Tziperman 1995])

$$U = \frac{U_0}{\rho_0} [\delta(\rho_2 - \rho_1) + (\rho_4 - \rho_3)]; \quad (3.5)$$

б) линейной зависимостью U от градиентов плотности с учетом дрейфовой составляющей объемного переноса между боксами (заданной с учетом рассуждений, изложенных в работе [Полонский, 2002])

$$U = \frac{U_0}{\rho_0} [\delta(\rho_2 - \rho_1) - (\rho_4 - \rho_3)] - K(T_1 - T_2)^2; \quad (3.6)$$

в) нелинейной зависимостью U от градиентов плотности (как в работе [Park, 1999])

$$U=U_1 \left[\frac{\delta(\rho_2-\rho_1)-(\rho_4-\rho_3)}{\rho_0} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (3.7)$$

Отметим, что выражение линейной зависимости U от градиентов плотности (3.2) используется в большинстве работ по боксовым моделям, начиная с пионерской работы Стомелла, в том числе и в [Griffies, Tziperman, 1995]. Оно основано на том, что термохалинная циркуляция в боксовой модели обусловлена меридиональным градиентом давления, который в гидростатическом приближении пропорционален градиенту плотности. Поскольку объемный перенос не ограничивается только градиентами плотности и на него влияют зональные ветры, то, предположив, что существует обратная связь между температурой поверхностных боксов и приводным давлением, т. е. приняв во внимание рассуждения, изложенные в работе [Полонский, 2002]), нами в уравнение объемного переноса было введено дополнительное слагаемое, учитывающее дрейфовый перенос между первым и вторым боксами. В итоге уравнение для объемного переноса приобрело вид (3.6). Уточним, что положение северных полярных боксов соответствует области формирования Североатлантической глубинной водной массы. Поэтому, согласно геометрии модели, границы северных боксов можно выбрать так: 10° и 60° з. д., 55° и 65° с. ш. Величина дрейфового переноса на 60° с. ш. составляет около 1 Sv [Беседин, Шаповалов, 2006].

В своей работе Парк [Park, 1999] проводит анализ размерностей, основанный на геострофическом приближении и адвективно-диффузионном балансе в термоклине, опираясь на классические работы [Bryan, Cox, 1967; Robinson, Stommel, 1959; Munk, 1966]. Этот анализ показал, что соотношение для объемного переноса, предложенное в [Stommel, 1961], выполняется, если не учитывать адвективно-диффузионный баланс в термоклине. При его учете зависимость между

интенсивностью объемного переноса и градиентом плотностей будет нелинейной и должна описываться выражением (3.7).

Плотность в боксовой модели определяется уравнением состояния в линейной (3.8) или в более полной форме (3.9), учитывающей квадратичное слагаемое для температуры:

$$\rho_i = \rho_0 [1 - \alpha(T_i - T_0) + \beta(S_i - S_0)], \quad (3.8)$$

$$\rho_i = \rho_0 [1 - \alpha(T_i - T_0) + \beta(S_i - S_0) - \alpha_1(T_i - T_0)^2]. \quad (3.9)$$

В большинстве ранних работ по теории термоклина и бароклинной циркуляции (например, [Линейкин, 1955; 1957; 1968; 1974]), а также в подавляющем большинстве работ по боксовым моделям используется уравнение состояния в линейной форме, поэтому исследование влияния уравнения состояния в более полной форме на устойчивость ТХЦ в боксовой модели является актуальной задачей.

В первой серии экспериментов использовались параметры боксовой модели из работы [Griffies, Tziperman, 1995]: $\alpha = 1,668 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$; $\beta = 7,61 \cdot 10^{-4} (\%)^{-1}$; $\rho_0 = 1027 \text{ кг/м}^3$; $T_0 = 10 \text{ }^\circ\text{C}$; $S_0 = 35 \text{ ‰}$; $U_0 = 8 \cdot 10^{10} \text{ м}^3/\text{с}$; $V = 8 \cdot 10^{16} \text{ м}^3$; $\varepsilon = \delta = 0,1$; $D = 3000 \text{ м}$; площадь поверхности второго бокса: $A = \varepsilon V/D = 2,67 \cdot 10^{12} \text{ м}^2$, $T_1^* = 25 \text{ }^\circ\text{C}$; $T_2^* = 0 \text{ }^\circ\text{C}$; $S_1^* = 36,5 \text{ ‰}$; $S_2^* = 34,5 \text{ ‰}$, $\gamma_S^{-1} = 300 \text{ сут}$; $\gamma_T^{-1} = 180 \text{ сут}$. Коэффициент $\alpha_1 = 5,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-2}$ выбирался в соответствии с результатами работы [Bryan, Cox, 1972].

Для численной реализации уравнений боксовой модели использовалась схема Рунге – Кутты с шагом по времени 1 день. Модель реализована на языке программирования Fortran.

3.3.1.2 Стационарные (равновесные) решения

Пусть эффективные температуры T_1^* , T_2^* и потоки соли F_{1S} , F_{2S} – постоянны (равны средним). Введем следующие

обозначения: \bar{U} – стационарное значение скорости объемного переноса, а \bar{T}_{1-4} и \bar{S}_{1-4} – стационарные значения температуры и солености боксов. Стационарное решение определяется приравниванием нулю правых частей уравнений (3.4) при условии, что $\bar{T}_3 = \bar{T}_4 = \bar{T}_1$, $\bar{S}_3 = \bar{S}_4 = \bar{S}_1$ при $\bar{U} \geq 0$. Отметим, что $\bar{T}_3 = \bar{T}_4 = \bar{T}_2$, $\bar{S}_3 = \bar{S}_4 = \bar{S}_2$ при $\bar{U} < 0$. Проведено 30 экспериментов, в которых комбинировались варианты задания уравнения состояния (в виде (3.8) и (3.9)) и уравнения объемного переноса (в виде (3.5), (3.6), (3.7)), для которых решалась стационарная задача. В случаях замыкания системы (3.4) уравнениями объемного меридионального переноса (3.6) и (3.7) эксперименты проводились с различными значениями параметров модели K и U_1 . Очевидно, что в экспериментах, когда меридиональный объемный транспорт в океане зависит от корня третьей степени разности плотности между севером и югом, при том же коэффициенте $U_0 = 8 \cdot 10^{10} \text{ м}^3/\text{с}$ (как в линейном случае) получается нереалистичное значение объемного переноса. Поэтому, чтобы получить наиболее близкие к реальным (насколько это возможно в данной модели) величины характеристик стационарного состояния, и в особенности \bar{U} , коэффициент связи в (3.7) был выбран меньше, чем в линейном случае ($U_1 = 3 \cdot 10^8 \text{ м}^3/\text{с}$). В эксперименте с линейным уравнением состояния (3.8), нелинейной зависимостью объемного переноса от разности плотностей между северными и южными боксами (3.7) с учетом подобранного коэффициента U_1 получено, что равновесные характеристики боксов и средний объемный перенос изменяются не более чем на 6%.

В экспериментах, когда объемный меридиональный перенос задавался в виде (3.6), выбор значения параметра $K = 3,6 \cdot 10^3$ связан с получением реалистичных значений

объемного транспорта \bar{U} и его дрейфовой составляющей $\bar{U}_{др}$. Суммарный объемный транспорт составляет $\bar{U} = 15,88$ Св, а его дрейфовая компонента – $\bar{U}_{др} = 1,25$ Св. Учет дрейфового переноса между первым и вторым боксами незначительно изменяет TS-характеристики стационарного решения (не более чем на 3%, см. табл. 3.1). Они получены при использовании уравнения (3.6) для объемного транспорта и линейного уравнения состояния (3.8).

Характеристики наиболее близких к современному климатическому состоянию устойчивых стационарных решений первой серии экспериментов представлены в табл. 3.1.

Таблица 3.1 – Характеристики устойчивых стационарных решений первой серии экспериментов, наиболее близких к современному климатическому состоянию

Типы уравнений, замыкающих систему (3.4)	Характеристики стационарного решения
Линейное уравнение состояния, линейная зависимость объемного переноса от разности плотностей север – юг	$\bar{T}_1 = 24,4$ °С; $\bar{T} = 6,0$ °С; $\bar{S}_1 = 36,43$ ‰; $\bar{S} = 35,18$ ‰; $\bar{U} = 16,9$ Св
Более точное уравнение состояния, линейная зависимость объемного переноса от разности плотностей север – юг	$\bar{T}_1 = 24,2$ °С; $\bar{T} = 7,6$ °С; $\bar{S}_1 = 36,41$ ‰; $\bar{S} = 35,32$ ‰, $\bar{U} = 23,5$ Св

Продолжение таблицы 3.1

Типы уравнений, замыкающих систему (3.4)	Характеристики стационарного решения
Более точное уравнение состояния, линейная зависимость объемного переноса от разности плотностей север – юг	$\bar{T}_1 = 24,2 \text{ }^\circ\text{C}; \bar{T} = 7,6 \text{ }^\circ\text{C};$ $\bar{S}_1 = 36,41 \text{ } \%;$ $\bar{S} = 35,32 \text{ } \%;$ $\bar{U} = 23,5 \text{ Св}$
Линейное уравнение состояния, нелинейная зависимость объемного переноса от разности плотностей север – юг	$\bar{T}_1 = 24,4 \text{ }^\circ\text{C}; \bar{T} = 6,3 \text{ }^\circ\text{C};$ $\bar{S}_1 = 36,43 \text{ } \%; \bar{S} = 35,21 \text{ } \%;$ $\bar{U} = 17,8 \text{ Св}$
Более точное уравнение состояния, нелинейная зависимость объемного переноса от разности плотностей север – юг	$\bar{T}_1 = 24,3 \text{ }^\circ\text{C}; \bar{T} = 6,8 \text{ }^\circ\text{C};$ $\bar{S}_1 = 36,42 \text{ } \%;$ $\bar{S} = 35,26 \text{ } \%;$ $\bar{U} = 20,1 \text{ Св}$
Линейное уравнение состояния, линейная зависимость объемного переноса от разности плотностей север – юг с учетом дрейфового переноса между боксами	$\bar{T}_1 = 24,4 \text{ }^\circ\text{C}; \bar{T} = 5,8 \text{ }^\circ\text{C};$ $\bar{S}_1 = 36,43 \text{ } \%; \bar{S} = 35,16 \text{ } \%;$ $\bar{U} = 15,88 \text{ Св}$ (дрейфовая компонента: $\bar{U}_{\text{др}} = 1,25 \text{ Св}$)

Результаты обсуждаемых экспериментов дают возможность сделать вывод о том, что при использовании уравнения состояния в более полной форме (3.9) величина объемного переноса может как увеличиваться, так и уменьшаться (по сравнению с линейным случаем). Это зависит от величин \bar{T}_1 , \bar{T} и T_0 . Поэтому тщательный подбор параметров боксовой модели принципиально важен. В эксперименте с параметрами, обсуждаемыми выше, при использовании уравнения состояния в более полной форме

(3.9) и линейной зависимости объемного переноса от разности плотностей север – юг величина объемного переноса в стационарном состоянии увеличивается на 39%, а температура северного и глубинного боксов увеличивается на 27%. Однако для формулировки итогового вывода о влиянии использования уравнения состояния в разных формах на стационарное состояние в боксовой модели будет проведена вторая серия экспериментов. В этой серии экспериментов параметры боксовой модели будут более тщательно подобраны, для того чтобы максимально приблизить ее к современному климату (см. п. 3.2.2). Отметим, что в полностью нелинейном случае, т. е. при замыкании системы (3.4) уравнениями (3.7) и (3.9) получено, что объемный перенос увеличивается на 15%, а равновесная температура северного и глубинных боксов \bar{T} – на 13% по сравнению с линейным случаем (когда система (3.4) замыкается уравнениями (3.5) и (3.8)).

3.3.1.3 Нестационарные решения

3.3.1.3.1 Линейный случай

Для линейного случая был проведен тестовый эксперимент, подтверждающий правильность работы модели. На систему, находящуюся в стационарном состоянии, накладывались мгновенные возмущения (по температуре и по солености). Одновременно температура южного поверхностного бокса увеличивалась на 5 °С, а температура северного поверхностного бокса уменьшалась на 5 °С. Полученные результаты представлены на рис. 3.8, они согласуются с результатами [Griffies, Tziperman, 1995]. Отметим, что такие резкие изменения температуры невозможны при современном состоянии климатической системы.

Рассмотрим механизм этих колебаний [Griffies, Tziperman, 1995]. При учете малых возмущений (U' , T'_i , S'_i) уравнения (3.4) приобретают следующий вид:

$$\dot{T}'_1 = \frac{U'}{\delta V} (\bar{T} - \bar{T}_1) + \frac{\bar{U}}{\delta V} (T'_3 - T'_1) - \gamma_T T'_1 \quad (3.10)$$

$$\dot{T}'_2 = \frac{U'}{\delta \varepsilon V} (\bar{T}_1 - \bar{T}) + \frac{\bar{U}}{\delta \varepsilon V} (T'_1 - T'_2) - \gamma_T T'_2, \quad (3.11)$$

$$\dot{T}'_3 = \frac{\bar{U}}{V} (T'_4 - T'_3), \quad (3.12)$$

$$\dot{T}'_4 = \frac{\bar{U}}{\varepsilon V} (T'_2 - T'_4), \quad (3.13)$$

$$\dot{S}'_1 = \frac{U'}{\delta V} (\bar{S} - \bar{S}_1) + \frac{\bar{U}}{\delta V} (S'_3 - S'_1), \quad (3.14)$$

$$\dot{S}'_2 = \frac{U'}{\delta \varepsilon V} (\bar{S}_1 - \bar{S}) + \frac{\bar{U}}{\delta \varepsilon V} (S'_1 - S'_2), \quad (3.15)$$

$$\dot{S}'_3 = \frac{\bar{U}}{V} (S'_4 - S'_3), \quad (3.16)$$

$$\dot{S}'_4 = \frac{\bar{U}}{\varepsilon V} (S'_2 - S'_4). \quad (3.17)$$

Рассмотрим колебания, начиная с положительной аномалии объемного транспорта (см. модельные 140-й – 155-й годы на рис. 3.8). Положительная аномалия объемного переноса U' вызывает адвекцию воды со средней высокой температурой T'_1 и средней высокой соленостью S'_1 из южного поверхностного бокса в северный поверхностный бокс. Это приводит к возникновению соленостных и температурных аномалий на севере (см. правую часть уравнений (3.11 и 3.15)). При сравнении рис. 3.8а и 3.8б видно, что рост $\beta S'_2$ преобладает

над ростом $\alpha T_2'$ вследствие влияния атмосферы (то есть релаксационных условий по температуре во втором боксе: $-\gamma T_2$) на воду, поступившую из первого бокса во второй. В результате этого плотность на севере увеличивается. Изменения плотности усиливают рост аномалии объемного переноса. Таков механизм положительной обратной связи. Также отметим, что во время увеличения солености воды на севере в первом боксе возникает пресная холодная аномалия.

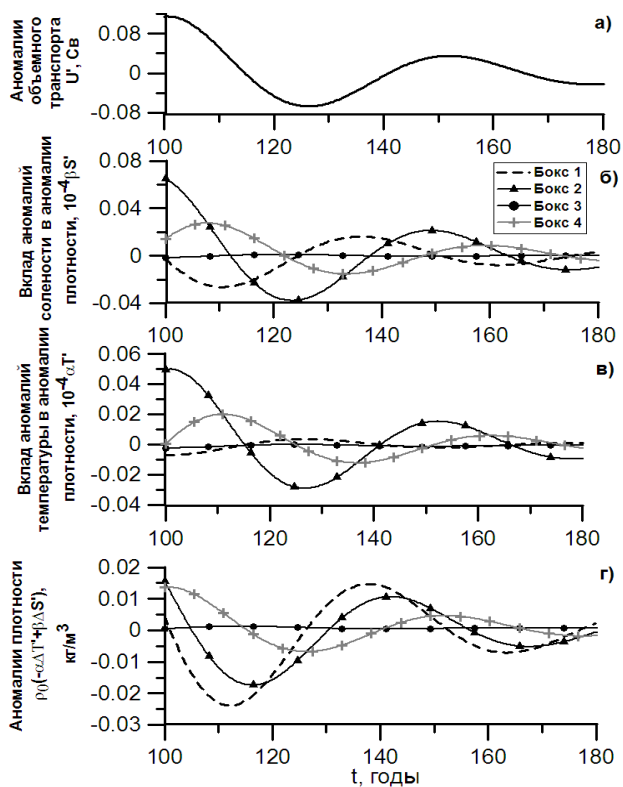


Рисунок 3.8 – Временной ход: а – аномалий объемного транспорта U' ; б – вклада аномалий солености $\beta S'$ в аномалии плотности; в – вклада аномалий температуры в аномалии плотности $\alpha T'$; г – аномалий плотности $\rho_0 (-\alpha T' + \beta S')$ – при увеличении температуры первого бокса на 5°C и уменьшении температуры второго бокса на 5°C

Положительная обратная связь вследствие увеличения солености на севере через несколько лет уступает место отрицательной обратной связи вследствие поступления на север более теплых вод. Это приводит к уменьшению роста плотности на севере и аномалии объемного переноса. Экстремально высокая плотность воды на севере способствует развитию максимальной аномалии объемного переноса, после чего начинается его уменьшение. При достижении максимальной плотности в боксе происходит смена в доминировании между соответствующими слагаемыми в уравнениях (3.7)–(3.14). Когда аномалия объемного переноса благодаря температурным обратным связям значительно ослабляется, имеют место следующие соотношения: $\bar{U} \cdot (S'_1 - S'_2) > U'(\bar{S}_1 - \bar{S}_2)$ и $\bar{U} \cdot (T'_1 - T'_2) > U'(\bar{T}_1 - \bar{T}_2)$. Смена в доминировании этих слагаемых стабилизирует систему и вызывает снижение температуры и солености в боксе 2. Благодаря слагаемому $(-\gamma_T T_2)$, которое охлаждает бокс 2, температурные возмущения уменьшаются до нуля. За счет отставания по фазе между аномалиями температуры между севером и югом (рис. 3.8) в южном боксе 1 остается значительная пресная холодная аномалия, которая переносится средним потоком на север. Эта адвекция вызывает переход через ноль температурных и соленостных возмущений на севере и приводит к отрицательной аномалии плотности. Аномалия плотности вызывает отрицательную аномалию объемного переноса, которая ослабляет средний поток. Отрицательная аномалия объемного переноса усиливается по величине положительной обратной связью, создаваемой отрицательной соленостной аномалией на севере. Аномалия объемного транспорта достигает экстремума, когда, благодаря отрицательной температурной аномалии, на севере возникает отрицательная обратная связь. Далее аномалия объемного

транспорта по абсолютной величине уменьшается до нуля, завершая цикл. Затем аналогичный цикл повторяется снова, но с аномалиями температуры, плотности и объемного транспорта противоположного знака.

Рассмотрим случай, когда в экспериментах учитывается стохастический характер потоков тепла. Атмосфера характеризуется высокочастотными флуктуациями, спектр которых близок к белому шуму. Океан, согласно идее Хассельмана [Hasselmann, 1976], интегрирует атмосферные воздействия. При этом океанический отклик представляет собой относительно пассивную реакцию на атмосферные воздействия. Он имеет вид красного шума, т. е. спектра с концентрацией большей части энергии в области низких частот. В работе [Griffies, Tziperman, 1995] учет стохастического характера потоков тепла проводился следующим образом:

$$\dot{T}_1 = \frac{U}{\delta V} (T_3 - T_1) + \gamma_T (T_1^* - T_1) + k\gamma_T \psi_1 (T_1^* - T_1), \quad (3.18)$$

$$\dot{T}_2 = \frac{U}{\delta \varepsilon V} (T_1 - T_2) + \gamma_T (T_2^* - T_2) + k\gamma_T \psi_2 (T_2^* - T_2), \quad (3.19)$$

где ψ_1, ψ_2 – случайные величины, распределенные по нормальному закону;

$k = 0,09$ – величина коэффициента вариации по температуре (отношения среднеквадратичного отклонения температуры к ее среднему значению).

В работе [Griffies, Tziperman, 1995] получены квазипериодические колебания объемного транспорта. На рис. 3.9 приведены результаты, полученные нами при

проведении эксперимента, аналогичного выполненному в оригинальной работе [Griffies, Tziperman, 1995].

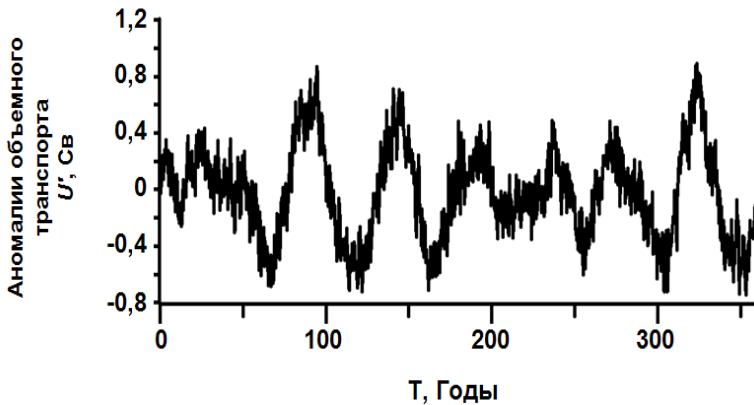


Рисунок 3.9 – Временная изменчивость аномалий объемного транспорта при учете стохастического характера потоков тепла в виде (3.20)–(3.21), полученная в эксперименте, аналогичном эксперименту, проведенному в [Griffies, Tziperman, 1995] при $k = 0,09$

Отметим, что в 4-боксовой модели за атмосферные процессы «отвечает» эффективная температура, поэтому далее стохастическое атмосферное воздействие задавалось через вариации именно эффективной температуры, а не потоков, как в работе [Griffies, Tziperman, 1995]. Стохастический форсинг в этом случае имеет вид

$$\dot{T}_1 = \frac{U}{\delta V} (T_3 - T_1) + \gamma_T (T_1^* - T_1) + k_1 \gamma_T T_1^* \psi_1, \quad (3.20)$$

$$\dot{T}_2 = \frac{U}{\delta \epsilon V} (T_1 - T_2) + \gamma_T (T_2^* - T_2) + k_2 \gamma_T T_2^* \psi_2. \quad (3.21)$$

Для того чтобы определить реалистические значения коэффициентов k_1 и k_2 , были использованы величины поверхностной температуры из базы данных Мирового океана –

World Ocean Database 2005 [Locarnini, 2006]. По ним рассчитаны следующие величины коэффициентов: $k_1 = 0,18$; $k_2 = 0,37$. Они соответствуют коэффициентам вариации климатической поверхностной температуры. Полученная для этого случая изменчивость объемного переноса представлена на рис. 3.10.

В обоих экспериментах (см. рис. 3.9 и 3.10) возникают квазипериодические осцилляции объемного переноса с масштабом несколько десятилетий и амплитудами порядка $\sim 0,4 \div 0,9$ Св. Временной масштаб колебаний соответствует периоду АМО – квазипериодических изменений температуры поверхности океана с характерным временным масштабом от 50 до 100 лет, наблюдаемых в Северной Атлантике и вызывающих климатические вариации соответствующего масштаба (см., например, [Полонский, 2008] и п 1.7). Действительно, и прямые оценки пространственно-временной изменчивости МПТ в Северной Атлантике [Полонский, Крашенинникова, 2007], и результаты численных экспериментов с глобальными моделями системы океан – атмосфера (например, [Knight et al., 2005]) подтверждают, что изменчивость МПТ является одним из основных механизмов, отвечающих за формирование низкочастотной изменчивости температуры поверхности океана и потоков тепла на границе раздела океан – атмосфера с характерными периодами 50–100 лет (т. е. за АМО). В нашем случае такой механизм описывается в явном виде.

3.3.1.3.2 Решение нестационарной задачи в случае, когда используется форсинг в виде мгновенных внешних возмущений

Для дальнейшего исследования влияния на модельную ТХЦ эффектов, связанных с учетом физических механизмов, таких как нелинейность уравнения связи между объемным транспортом и меридиональными градиентами плотности, а также дрейфового переноса между боксами, решалась

нестационарная задача, при которой исследовался термический устойчивый режим, соответствующий современному климату. При этом внешнее воздействие (форсинг) задавалось в виде мгновенных возмущений (изменением начальных значений) температуры в первом и втором боксах.

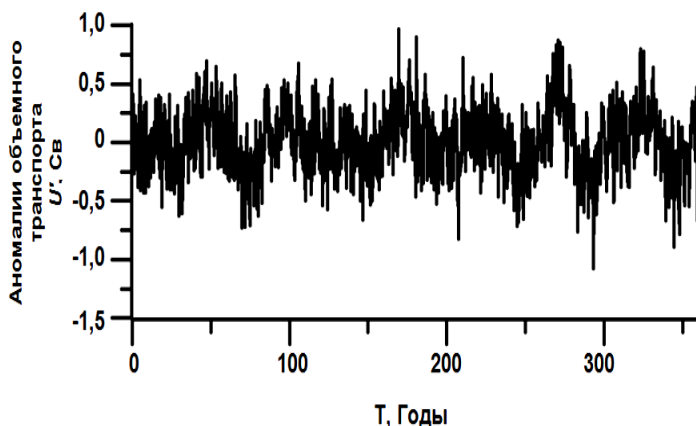


Рисунок 3.10 – Временная изменчивость аномалий объемного транспорта при учете стохастического характера эффективной температуры в виде (3.20)–(3.21) при $k_1 = 0,18$ и $k_2 = 0,37$

Рассмотрим результаты экспериментов, когда система уравнений (3.4) замыкалась: А) уравнением состояния в более полной форме, линейной зависимостью объемного транспорта от разности плотностей между северными и южными боксами; Б) линейным уравнением состояния, нелинейной зависимостью объемного транспорта от разности плотностей между северными и южными боксами; В) линейным уравнением состояния, зависимостью объемного транспорта от разности плотностей между северными и южными боксами с учетом дрейфовой составляющей объемного транспорта между боксами ($U_{др}$); Г) уравнением состояния в более полной форме, нелинейной зависимостью объемного транспорта от разности плотностей между северными и южными боксами.

А) Уравнение состояния в более полной форме, линейная зависимость объемного транспорта от разности плотностей между северными и южными боксами. При возмущениях температуры поверхностных боксов, не превышающих критические (под термином «критические» здесь и далее подразумеваются возмущения, которые приводят к переходу системы в другой режим), получены экспоненциально затухающие колебания. Период колебаний, как это видно из графиков, приведенных на рис. 3.11, уменьшается на 14% по сравнению с линейным случаем. Это связано с увеличением скорости объемного переноса. Время затухания колебаний уменьшается примерно в три раза. Уменьшение времени затухания колебаний свидетельствует о том, что в этом случае циркуляция «устраняет» аномалии плотности быстрее и для возникновения термохалинной катастрофы нужны большие возмущения. Таким образом, при параметрах модели, применяемых в этой серии экспериментов, использование уравнения состояния в более полной нелинейной форме стабилизирует термический режим боксовой модели, соответствующий современному режиму ТХЦ.

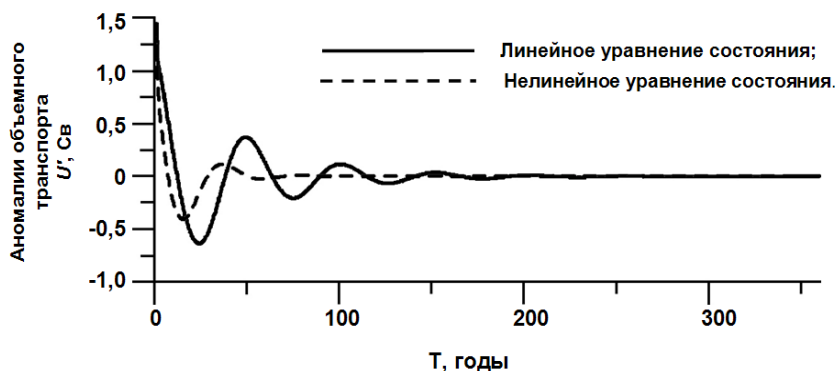


Рисунок 3.11 – Временной ход аномалий объемного транспорта, полученный при одинаковых возмущениях по температуре в первом и втором боксах для линейного уравнения состояния (сплошная линия) и уравнения состояния в более полной форме (штриховая линия)

Б) Линейное уравнение состояния, нелинейная зависимость объемного транспорта от разности плотностей между северными и южными боксами. Результат решения нестационарной задачи для случая не критических возмущений температуры верхних боксов представлен на рис. 3.12. В этом эксперименте также получены экспоненциально затухающие колебания. Период колебаний увеличивается в 1,4 раза по сравнению с линейным случаем. Это связано с различными коэффициентами связи между объемным транспортом и разностью плотностей между северными и южными боксами. Время затухания колебаний уменьшается в 1,5 раза по сравнению с линейным случаем. То есть использование уравнения для объемного переноса в нелинейной форме стабилизирует термический режим. Это согласуется с результатом работы Парка [Park, 1999], в которой при использовании нелинейной зависимости в полусферной двухбоксовой модели Северной Атлантики получено, что возникновение ТХК в Северной Атлантике становится менее вероятным по сравнению с линейным случаем.

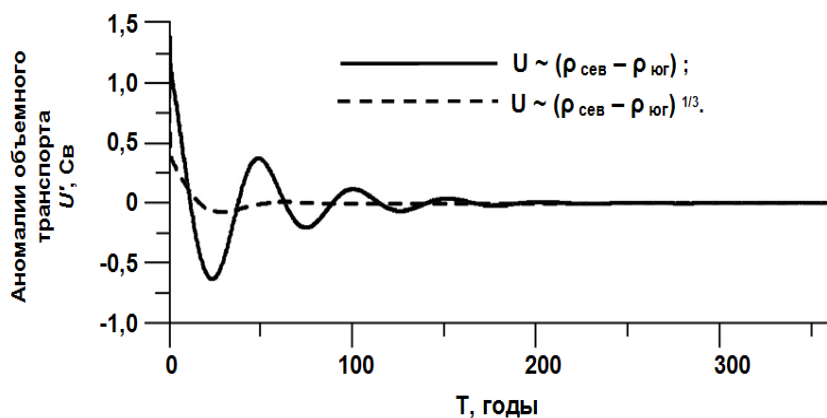


Рисунок 3.12 – Временной ход аномалий объемного транспорта, полученный при одинаковых возмущениях по температуре в первом и втором боксах для линейного и нелинейного уравнения связи между объемным транспортом и разностью плотностей между северными и южными боксами

В) Решение нестационарной задачи в эксперименте с учетом дрейфовой составляющей объемного транспорта между боксами сходно с решением для случая без ее учета. Результаты этих двух экспериментов показаны на рис. 3.13. Различие заключается в том, что при учете $U_{др}$ получено незначительное увеличение периода колебаний. Очевидно, что причиной увеличения периода колебаний является замедление скорости ТХЦ в боксовой модели. Это замедление происходит потому, что на той широте, которая является границей между боксами, дрейфовая компонента направлена на юг и ослабляет общий перенос на север. Этот эффект связан с тем, что граница между боксами располагается фактически в области западного переноса в атмосфере. Увеличение времени затухания колебаний свидетельствует о том, что учет дрейфовой компоненты незначительно дестабилизирует современный режим ТХЦ.

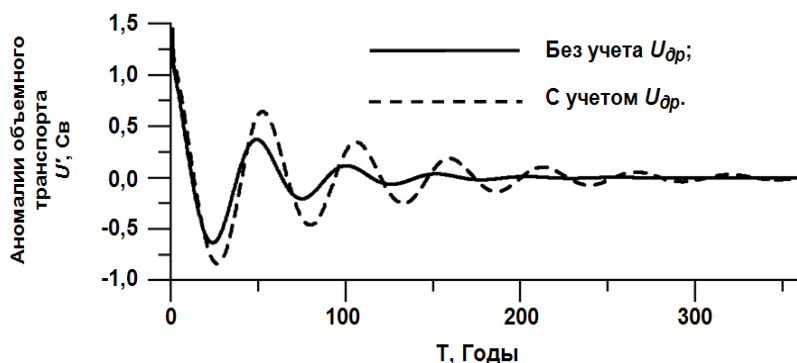


Рисунок 3.13 – Временная изменчивость аномалий объемного переноса. Используются одинаковые возмущения по температуре в первом и втором боксах, линейное уравнение состояния и линейное уравнение связи между объемным транспортом и разностью плотностей между северными и южными боксами

Г) Случай, когда нестационарная задача при возмущениях температуры поверхностных боксов, не превышающих критические, решается при замыкании системы (3.4.) уравнением состояния в более полной форме,

нелинейной зависимостью объемного транспорта от разности плотностей между северными и южными боксами, – наиболее реалистичный из всех рассмотренных. И в этом эксперименте наблюдается наиболее быстрое затухание колебаний по сравнению со всеми исследуемыми случаями. На рис. 3.14 представлен результат решения нестационарной задачи в этом эксперименте. Это говорит о том, что роль нелинейных эффектов проявляется в дополнительной стабилизации системы.

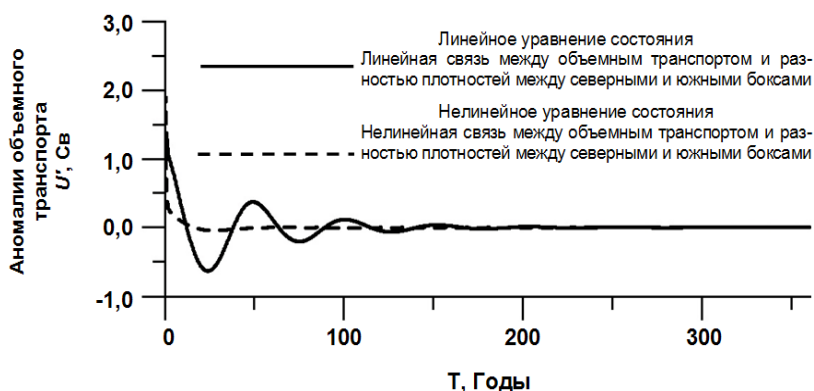


Рисунок 3.14 – Временной ход аномалий объемного транспорта, полученный при одинаковых возмущениях по температуре в первом и втором боксах для линейного и нелинейного уравнения состояния и уравнения связи между объемным транспортом и разностью плотностей между северными и южными боксами

Таким образом, в первой серии экспериментов нам удалось выявить, что роль нелинейных эффектов проявляется в дополнительной стабилизации системы. В частности, использование уравнения состояния в более полной форме приводит к увеличению объемного транспорта в стационарном состоянии, уменьшению времени затухания колебаний, возникших в системе вследствие мгновенных возмущений термохалинных характеристик поверхностных боксов, и

уменьшению периода осцилляций. Учет дрейфового переноса между северными и южными боксами приводит к увеличению периода колебаний системы, возникших в ответ на мгновенное возмущение начальных условий, и к незначительному уменьшению устойчивости системы.

Стохастический характер потоков тепла в боксовой модели обуславливает возникновение междесятилетних осцилляций объемного транспорта с амплитудами порядка 1 Св. Таким образом, в современном Атлантическом океане при параметрах, близких к современным климатическим, наиболее вероятным режимом является квазипериодический режим, который проявляется в виде АМО.

3.3.2 Вторая серия экспериментов

Во второй серии экспериментов наша задача заключалась в ответе на вопрос: «Возможна ли ТХК в современную климатическую эпоху?» Поэтому в данной серии рассмотрим модифицированную боксовую модель, более приближенную к реальности, в которой учтем тот факт, что коэффициенты уравнения состояния зависят от термохалинных характеристик и сильно различаются для поверхностных и глубинных слоев. Поэтому целью второй серии экспериментов является оценка пороговых значений, при которых в модифицированной боксовой модели возникает ТХК.

3.3.2.1 Особенности системы уравнений боксовой модели, используемой во второй серии экспериментов

Во второй серии экспериментов система уравнений (3.4) замыкалась уравнением объемного переноса в линейной форме (3.5) и уравнением для плотности, записанным в линейной (или в более полной) форме для поверхностных боксов:

$$\begin{aligned} \rho_i &= \rho_0 [1 - \alpha_s (T_i - T_{0s}) + \beta_s (S_i - S_{0s})] \\ \rho_i &= \rho_0 [1 - \alpha_s (T_i - T_{0s}) + \beta_s (S_i - S_{0s})], \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\rho_i = \rho_0 [1 - \alpha_s (T_i - T_{0s}) + \beta_s (S_i - S_{0s}) - \alpha_{1s} (T_i - T_{0s})^2], \quad (3.23)$$

и для глубинных соответственно:

$$\rho_i = \rho_0 [1 - \alpha_d (T_i - T_{0d}) + \beta_d (S_i - S_{0d})], \quad (3.24)$$

$$\rho_i = \rho_0 [1 - \alpha_d (T_i - T_{0d}) + \beta_d (S_i - S_{0d}) - \alpha_{1d} (T_i - T_{0d})^2] \quad (3.25)$$

Выбор уравнения для плотности в виде (3.22)–(3.25) обусловлен тем, что коэффициенты уравнения состояния зависят от термохалинных характеристик и сильно различаются для поверхностных и глубинных слоев. Отсчетные температуры и солености для поверхностного и глубинного слоев также значительно различаются, что будет подробно проанализировано в следующем параграфе.

3.3.2.2 Подбор параметров модели для второй серии экспериментов

Во второй серии экспериментов для оценки параметров модели и характеристик боксов использовались: 1) среднемесячные данные по температуре и солености из реанализа ECMWF Operational Ocean Reanalysis System 3 (ORA-S3) за 1959–2011 г. [Balmaseda et al., 2008] (URL: <ftp://ftp.icdc.zmaw.de/EASYInit/ORA-S3/>); 2) среднемесячные осадки, турбулентные явные и скрытые потоки тепла, суммарная коротковолновая и длинноволновая радиация, приземная температура из атмосферного реанализа

NCEP/NCAR за 1959–2011, распространяемые NOAA/OAR/ESRL PSD, Боулдер, Колорадо, США (URL: <https://psl.noaa.gov/data/reanalysis/reanalysis.shtml>) [Kalnay et al., 1996]; 3) данные глобальной цифровой модели рельефа (Gridded Global Relief Data – ETOPO2v2) с двухминутным разрешением (URL: <http://catalog.data.gov/dataset/2-minute-gridded-global-relief-data-etopo2-v2>).

Эффективные температуры и солёности ($S_1^* = 36,08 \text{ ‰}$, $S_2^* = 34,79 \text{ ‰}$, $T_1^* = 19,13 \text{ °C}$, $T_2^* = 2,50 \text{ °C}$) выбирались в соответствии с климатическими потоками тепла и влаги. T_1^* и S_1^* рассчитывались исходя из предположения о том, что поток соли (F_{1S}) пропорционален разности солёности поверхностного бокса (S_i) и соответствующей эффективной солёности (S_i^*), а поток тепла (F_{1T}) пропорционален разности температуры поверхностного бокса (T_i) и эффективной температуры (T_i^*). T_i^* и S_i^* определялись из следующих соотношений:

$$F_{1H} = \frac{C_p \cdot \rho \cdot (\bar{T}_i - T_i^*)}{\gamma_T^{-1}} \cdot H_i, \quad (3.26)$$

$$F_{1S} = \frac{\rho \cdot (\bar{S}_i - S_i^*)}{\gamma_S^{-1}} H_i. \quad (3.27)$$

где $C_p \cdot \rho = 4,18 \cdot 10^6 \frac{\text{Дж}}{\text{°C} \cdot \text{м}^3}$, H_i – толщина i -го бокса,

При этом поток соли F_{1S} пересчитывался из потока влаги (осадки минус испарение $P - E$) по формуле (3.3). Поток тепла F_{1T} определялся как сумма приходящей коротковолновой и уходящей длинноволновой радиации, скрытого и явного потоков тепла. При оценке потока тепла в южном поверхностном боксе учитывался МПТ на южной границе модели, использована оценка МПТ на экваторе из работы [Тимофеев, Юровский, 2004].

При нахождении стационарного (равновесного) решения проводились расчеты с использованием средних за весь период температур, соленостей в боксах, а также потоков тепла и влаги на поверхности океана. При оценке межгодовой изменчивости выбирались среднегодовые величины, для определения амплитуды сезонного хода – среднемесячные величины.

Для эффективных температур и соленостей поверхностных боксов T_1^* , S_1^* рассчитаны: средние за каждый год и за весь период величины, амплитуда сезонного хода, коэффициент линейного тренда, среднеквадратическое отклонение (СКО) ряда, в котором предварительно удалялся линейный тренд. СКО белого шума рассчитывалось для среднегодовых рядов, из которых удалялись линейный тренд и имеющиеся в ряду периодичности. Соответствие остаточного сигнала белому шуму проверялось с использованием критерия Колмогорова – Смирнова.

Для среднегодовых рядов T_1^* , S_1^* после удаления линейного тренда с помощью быстрого преобразования Фурье были построены периодограммы, рассчитаны спектры и выделены значимые на 90%-ном уровне осцилляции. Вследствие недостаточной длины анализируемых рядов колебания с периодами более 30 лет достоверно выделить не удалось. Следует отметить, что эти колебания вносят значительный вклад в общую дисперсию. Он составляет 52, 31, 23 и 43% для рядов S_1^* , S_2^* , T_1^* и T_2^* соответственно. Далее полученные ряды обрабатывались высокочастотным фильтром, оставляющим колебания с периодами, меньшими 30 лет. Для обработанных таким образом рядов T_1^* и T_2^* получены значимые на 90%-ном уровне колебания с периодом 8–9 лет. При оценке амплитуд и дисперсий этих колебаний ряды дополнительно обрабатывались полосно-пропускающими фильтрами 7÷10 лет соответственно. Вклад колебаний с периодом 8–9 лет в дисперсию обработанных высокочастотным фильтром рядов T_1^* , T_2^* составляет 29 и 19% соответственно.

Их можно считать проявлением Североатлантического колебания [Полонский, 2008].

В периодограммах рядов S_1^* , S_2^* и T_2^* имеются пики, соответствующие периоду около 17 лет. Получить достаточно высокий уровень значимости этих колебаний невозможно вследствие недостаточной длины используемых рядов. Но их вклад в дисперсию обработанных высокочастотным фильтром рядов S_1^* , S_2^* и T_2^* достаточно велик и составляет 11, 20 и 19% соответственно. Аналогичные периодичности, соответствующие типичной временной изменчивости Тихоокеанского декадного колебания, выделяются и по другим данным [Полонский, 2008]. В данном случае оба колебания (и с периодами 8–9 лет, и с периодом около 17 лет) можно считать внешним квазипериодическим форсингом, действующим на систему.

Южная граница модели выбрана на экваторе, а северная на 65° с. ш. Северные боксы соответствуют области формирования САГВ. Граница $47,5^\circ$ с. ш. между северными и южными боксами выбиралась по минимуму меридиональной изменчивости термохалинных характеристик, рассчитанной по формуле

$$K_b = \sqrt{\left(\sum_{n=1}^{N_1} (x_1 - \bar{x})^2 \cdot \frac{\Delta l_{\text{сев}}}{(N_1 - 1)} \right)_{\text{сев}} + \left(\sum_{k=1}^{N_2} (x_k - \bar{x}_k)^2 \cdot \frac{\Delta l_{\text{юж}}}{(N_2 - 1)} \right)_{\text{юж}}}, \quad (3.28)$$

где: \bar{x} – среднее значение параметра;

$N_{1,2}$ – число точек по широте, попадающих в северный и в южный боксы;

$\Delta l_{\text{сев}}$ и $\Delta l_{\text{юж}}$ – протяженность северного и южного боксов.

По солености основной минимум K_b проходит по 3° с. ш., второй минимум – по 63° с. ш. Очевидно, что ни одна из этих широт не подходит для проведения границы между боксами, т. к. тогда в северном боксе не будет выделена

область формирования САГВ. Поэтому граница была выбрана по минимуму K_b , рассчитанному для температуры. Использование такого подхода можно обосновать тем, что исследуемая в данной работе ТХЦ контролируется в основном термическим фактором. Аналогично была определена граница между глубинными и придонными боксами на глубине 300 м. Нижняя граница модели ограничена средней глубиной распространения САГВ (3500 м). При таких границах объем третьего бокса $V = 9,22 \cdot 10^{16} \text{ м}^3$. Параметр $\varepsilon = 0,2393$ определялся как отношение площадей северного и южного боксов, а $\delta = 0,0938$ – как отношение глубин поверхностных и глубинных боксов. Коэффициенты уравнения состояния

$$\begin{aligned} \alpha_s &= 2,286 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}, \quad \alpha_d = 1,556 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}, \\ \alpha_{1s} &= 0,5125 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-2}, \quad \alpha_{1d} = 0,5214 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-2}, \\ \beta_s &= 7,381 \cdot 10^{-4} (\text{‰})^{-1}, \quad \beta_d = 7,463 \cdot 10^{-4} (\text{‰})^{-1}, \end{aligned}$$

отсчетные температуры и солености

$$\begin{aligned} T_{0s} &= 11,66 \text{ °С}, \quad S_{0s} = 35,35 \text{ ‰}, \\ T_{0d} &= 4,83 \text{ °С}, \quad S_{0d} = 35,15 \text{ ‰} \end{aligned}$$

рассчитаны с использованием данных по температуре и солености из реанализа ORA-S3 на основании уравнения состояния TEOS-10 (The international thermodynamic equation of seawater – 2010) [ИОС, SCOR and IAPSO, 2010]. Отсчетные температуры и солености (T_0 и S_0) на каждом горизонте рассчитывались по данным ORA-S3 как среднее между минимальным и максимальным значениями на каждом горизонте. Коэффициенты α_s , α_d , β_s , β_d рассчитывали с использованием уравнения состояния TEOS10. Применялся распространяемый в свободном доступе пакет функций Gibbs-SeaWater (GSW) Oceanographic Toolbox для Matlab [McDougall,

Baker, 2011]. Коэффициенты α_{1s} , α_{1d} подбирались на основании решения линейной системы уравнений, обсуждаемой в [Bryan, Cox, 1972] с учетом ранее рассчитанных с использованием пакета GSW α , β и плотностей. Оценки проводились сначала для каждого горизонта и затем усреднялись в каждом боксе. Времена релаксации $\gamma_S^{-1} = 300$ сут и $\gamma_T^{-1} = 180$ сут выбирались в соответствии с рекомендациями авторов работы [Griffies, Tziperman, 1995]. Коэффициент U_0 определялся по заданным климатическим величинам интенсивности ТХЦ, температуры и солёности боксов.

Коэффициент U_1 подбирался при использовании средней по различным оценкам интенсивности ТХЦ в современную климатическую эпоху величины ($U_{\text{клим}} = 17$ Св, см. Главу 1) средних температур и солёностей боксов, оцененных автором настоящей работы по данным ORA-S3 ($T_1 = 18,0358$; $T_2 = 7,0681$; $T_3 = 5,1846$; $T_4 = 4,1543$; $S_1 = 36,0790$; $S_2 = 34,8115$; $S_3 = 35,0046$; $S_4 = 34,9335$).

3.3.2.3 Стационарные (равновесные) решения

В экспериментах с учетом уравнения состояния в различных формах (3.22)–(3.25) найдены характеристики стационарных режимов ТХЦ, т. е. положений равновесия исследуемой динамической системы. Они приведены в табл. 3.2. Соответствующие стационарные точки отмечены на рис. 3.15.

Современное климатическое состояние ТХЦ описывается термическим устойчивым режимом (а). Величины \bar{U} , полученные в обоих экспериментах второй серии для этого режима, различаются менее чем на 1 Св и попадают в диапазон оценок интенсивности ТХЦ в современную климатическую эпоху (см. главу 1). Халинный устойчивый режим (в) соответствует палеоклиматическим условиям, типичным для

позднего дриаса (см., например, работу [Аверьянова, Полонский, 2017]).

Таблица 3.2 – Характеристики стационарных режимов ТХЦ в боксовой модели Северной Атлантики (вторая серия экспериментов)

Режим	Форма уравнения состояния	
	Линейная (уравнения (3.22), (3.24))	Более полная (уравнения (3.23), (3.25))
а) термический устойчивый	$\bar{U} = 15,27 \text{ Св},$ $\bar{T}_1 = 18,63 \text{ }^\circ\text{C},$ $\bar{T}_2 = 4,58 \text{ }^\circ\text{C},$ $\bar{S}_1 = 36,03 \text{ } \%,$ $\bar{S}_2 = 35,04 \text{ } \%$	$\bar{U} = 14,38 \text{ Св},$ $\bar{T}_1 = 18,64 \text{ }^\circ\text{C},$ $\bar{T}_2 = 4,53 \text{ }^\circ\text{C},$ $\bar{S}_1 = 36,03 \text{ } \%,$ $\bar{S}_2 = 35,03 \text{ } \%$
б) неустойчивый	$\bar{U} = 3,65 \text{ Св},$ $\bar{T}_1 = 18,99 \text{ }^\circ\text{C},$ $\bar{T}_2 = 3,06 \text{ }^\circ\text{C},$ $\bar{S}_1 = 38,96 \text{ } \%,$ $\bar{S}_2 = 34,83 \text{ } \%$	$\bar{U} = 3,74 \text{ Св},$ $\bar{T}_1 = 18,99 \text{ }^\circ\text{C},$ $\bar{T}_2 = 3,08 \text{ }^\circ\text{C},$ $\bar{S}_1 = 38,78 \text{ } \%,$ $\bar{S}_2 = 34,84 \text{ } \%$
в) халинный устойчивый	$\bar{U} = -2,70 \text{ Св},$ $\bar{T}_1 = 19,03 \text{ }^\circ\text{C},$ $\bar{T}_2 = 2,92 \text{ }^\circ\text{C},$ $\bar{S}_1 = 35,19 \text{ } \%,$ $\bar{S}_2 = 29,61 \text{ } \%$	$\bar{U} = -2,71 \text{ Св},$ $\bar{T}_1 = 19,03 \text{ }^\circ\text{C},$ $\bar{T}_2 = 2,92 \text{ }^\circ\text{C},$ $\bar{S}_1 = 35,19 \text{ } \%,$ $\bar{S}_2 = 29,74 \text{ } \%$

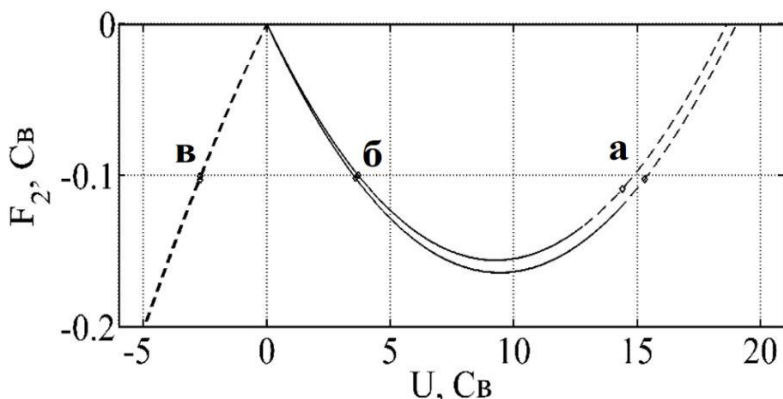


Рисунок 3.15 – Связь интенсивности ТХЦ (U) и потока соли во втором боксе (F_2). Сплошная линия – неустойчивый режим; штриховая – устойчивый режим. Верхняя и нижняя кривые соответствуют случаям использования уравнения состояния в линейной и нелинейной формах. Буквами отмечены стационарные решения

Анализ устойчивости стационарных решений проводился по первому (линейному) приближению [Эльсгольд, 1969]. Этого достаточно для исходной нелинейной системы, поскольку правая часть системы уравнений (3.4) – полиномиальная.

Отметим, что в этой серии экспериментов объемный перенос в стационарном состоянии, полученном при замыкании системы уравнений (3.4) уравнением состояния, в которое включено квадратичное слагаемое для температуры (3.23), (3.25), меньше, чем при замыкании уравнением состояния в линейной форме, на 6%. Напомним, что в первой серии экспериментов при проведении аналогичного расчета величина объемного переноса увеличивается по сравнению с линейным случаем. Однако противоречия здесь нет. Как обсуждалось ранее, это зависит от величин \bar{T}_1 , \bar{T} и T_0 , т. е. от параметров боксовой модели. Поэтому корректный подбор параметров модели очень важен. Очевидно, что во второй серии экспериментов параметры модели подобраны более

тщательно и боксовая модель лучше соответствует современному климату, поэтому вывод, полученный для этой серии экспериментов, будем считать итоговым и более корректным.

3.3.2.4 Нестационарные решения

Для ответа на вопрос о возможности реализации ТХЦ в этой серии экспериментов исследовался соответствующий современному климату термический устойчивый режим. Задавался внешний форсинг, решалась нестационарная задача, определялись пороговые значения, при которых в системе происходит термохалинная катастрофа. Вычисления проводились для временного промежутка в 2000 лет. Внешнее воздействие (форсинг) задавалось в виде мгновенных возмущений (изменением начальных значений), белого гауссовского шума и осцилляций потоков тепла и солей на поверхности с периодами 17 лет, 9 лет и 1 год (добавлением соответствующих слагаемых к S_1^* , S_2^* , T_1^* , T_2^*). Выбор периодов 17 и 9 лет обоснован в п. 3.3.2.2, период 1 год соответствует сезонному ходу.

Белый гауссовский шум задавался и в потоки тепла, и в потоки соли таким образом:

$$\begin{aligned} \dot{T}_1 &= \frac{U}{\delta V} (T_3 - T_1) + \gamma_T (T_1^* - T_1 + k_{1T} \psi_{1T}), \\ \dot{T}_2 &= \frac{U}{\delta \varepsilon V} (T_1 - T_2) + \gamma_T (T_2^* - T_2 + k_{2T} \psi_{2T}), \\ \dot{S}_1 &= \frac{U}{\delta V} (S_3 - S_1) + F_{1S} + \gamma_S k_{1S} \psi_{1S}, \\ \dot{S}_2 &= \frac{U}{\delta \varepsilon V} (S_1 - S_2) + F_{2S} + \gamma_S k_{2S} \psi_{2S}, \end{aligned} \quad (3.29)$$

где ψ_i – случайные величины, распределенные по нормальному закону;

k_i – СКО белого шума.

Периодический форсинг температуры и солёности поверхностных боксов задавался таким образом:

$$\begin{aligned} \dot{T}_1 &= \frac{U}{\delta V} (T_3 - T_1) + \gamma_T (T_1^* - T_1) + \gamma_T A_{1T} \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right), \\ \dot{T}_2 &= \frac{U}{\delta V} (T_1 - T_2) + \gamma_T (T_2^* - T_2) + \gamma_T A_{2T} \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right), \\ \dot{S}_1 &= \frac{U}{\delta V} (S_3 - S_1) + F_{1S} + \gamma_S A_{1S} \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right), \\ \dot{S}_2 &= \frac{U}{\delta \varepsilon V} (S_1 - S_2) + F_{2S} + \gamma_S A_{2S} \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right), \end{aligned} \quad (3.30)$$

где τ и A_i – период и амплитуда возмущений в виде периодических осцилляций.

В расчетах при выбранном периоде внешних воздействий варьировались амплитуды (для различных начальных фаз) периодических возмущений, начиная с больших значений, при которых достаточно быстро происходит смена режима циркуляции. Затем амплитуды постепенно уменьшались с целью установления пороговых значений. Аналогично определялись соответствующие величины для белого шума и мгновенных возмущений. Например, для определения порогового значения мгновенных возмущений солёности во втором боксе сначала проводился эксперимент для очень большой величины солёностных возмущений. Например, при возмущении эффективной солёности на 6 ‰ происходила ТХК. Затем эта величина уменьшалась в два раза, затем еще в два раза, после третьего шага ТХК не возникала, поэтому значение мгновенного возмущения увеличивали до 2,5. При мгновенном возмущении 2,5 ‰ ТХК происходила, а при возмущении 2 ‰ не происходила, поэтому следующий эксперимент проводился для значения 2,25 ‰ (среднего значения между 2 и 2,5 ‰). При возмущении 2,25 ‰ ТХК не возникала, поэтому далее

выбиралось среднее значение между 2,5 и 2,25 % и т. д. для установления величины порогового возмущения с точностью до десятых. Пороговые значения внешних воздействий для солености приведены в табл. 3.3, а эволюция меридионального объемного переноса при смене циркуляционного режима (т. е. при развитии ТХК) показана на рис. 3.16. Отметим, что для заполнения каждой ячейки с величинами пороговых возмущений в табл. 3.3 было проведено не менее 10–12 численных экспериментов, т. е. всего было проведено не менее 200 экспериментов. Кроме этого, еще была проведена серия численных экспериментов для температуры (не менее 20 численных экспериментов).

Как следует из результатов, описанных в первой серии экспериментов, чем слабее интенсивность объемного переноса в стационарном состоянии, тем менее устойчива циркуляция. То есть в ситуации более интенсивной циркуляции аномалии плотности подавляются быстрее и для возникновения ТХК требуются большие амплитуды возмущений. Из табл. 3.3 видно: при выборе уравнения состояния в более полной форме пороговые значения, приводящие к ТХК, уменьшаются (по сравнению с линейной). Этот результат (так же как, соответственно, и для величин объемного переноса) не согласуется с результатом первой серии экспериментов, в которой при использовании уравнения состояния в более полной форме ТХЦ была более устойчива. То есть можно сделать вывод, что при более тщательно подобранных параметрах боксовой модели, делающих ее более близкой к современному климатическому состоянию, учет нелинейности уравнения состояния уменьшает пороговые величины.

При этом даже в экспериментах с использованием уравнения состояния в более полной форме получается, что модельная циркуляция мало чувствительна к межгодовым термическим возмущениям в обоих поверхностных боксах с амплитудой менее 5,8 °С, к стохастическим возмущениям с СКО белого шума менее 18 °С, к мгновенным возмущениям

эффективной температуры менее $15\text{ }^{\circ}\text{C}$ и к периодическим возмущениям с амплитудой такой же величины и периодом 1 год (сезонный ход).

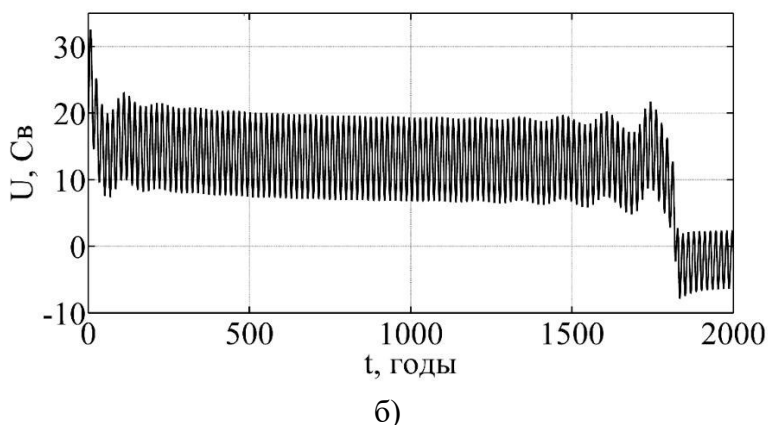
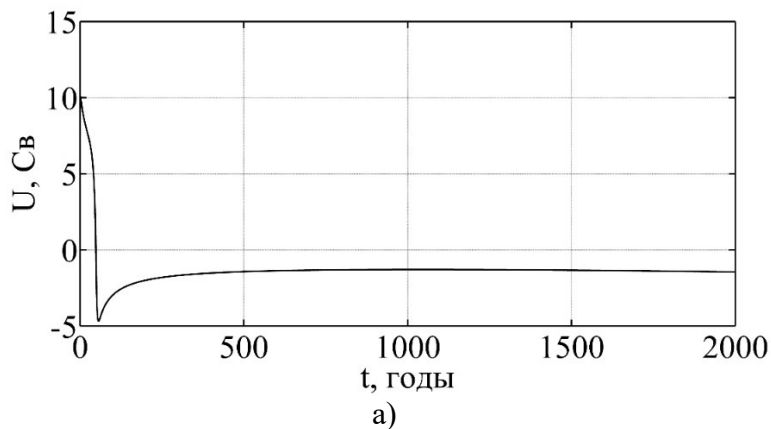


Рисунок 3.16 – Эволюция меридионального объемного переноса U при смене циркуляционного режима (ТХК) в экспериментах с использованием уравнения состояния в нелинейной форме. Варианты форсинга: а – мгновенное уменьшение эффективной солёности во 2-м боксе на $2,37\text{ ‰}$; б – периодические колебания эффективной солёности во 2-м боксе с периодом 17 лет и пороговой амплитудой $0,47\text{ ‰}$

Таблица 3.3 – Пороговые значения задаваемых внешних возмущений эффективной солености, при которых происходит смена циркуляционного режима (т. е. ТХК).

Параметры		Период τ, годы		Сезон- ный ход	СКО белого шума	Мгновенные возмущения
		17	9			
S ₁ [*] , ‰	НЛ	0,26	0,53	4,84	0,31	0,87
	ЛН	0,27	0,56	5,07	0,35	0,91
	КЛ	0,03	–	0,05	0,018	–
S ₂ [*] , ‰	НЛ	0,47	0,91	8,35	0,93	2,37
	ЛН	0,51	0,10	8,88	1,11	2,48
	КЛ	0,02	–	0,1	0,025	0,025 ± 0,003 ‰/10 лет (или 205 ± 32 Гт/год), для периода 2003– 2018 гг., согласно оценкам [Hugonnet et al., 2021]

Примечание: разброс этих значений указан для всего диапазона начальных фаз задаваемых возмущений. Обозначения ЛН, НЛ, КЛ соответствуют экспериментам с использованием уравнения состояния в линейной (ЛН) и нелинейной (НЛ) формах и типичным величинам изменчивости при современном климате (КЛ) по данным ORA-S3. Знак «–» обозначает, что колебания этой периодичности отсутствуют в исследованном климатическом ряду

Очевидно, что периодические и стохастические возмущения, превышающие по величине приведенные выше значения, недостижимы при современном климате. По данным ORA-S3, в южном поверхностном боксе температура изменяется со скоростью 0,0113 °С/год, а в северном – 0,0085 °С/год (тренды значимы на уровне 95%), а амплитуды межгодовых колебаний в боксах не превышают 0,2 °С. Модель относительно более чувствительна к возмущениям

эффективной солености, чем к возмущениям эффективной температуры. Пороговые значения величин возмущений в экспериментах с периодическим и стохастическим соленостным форсингом на 1–2 порядка превышают типичные для современного климата амплитуды возмущений. Таким образом, при современном уровне случайных воздействий и наблюдаемых амплитудах квазипериодических осцилляций потоков тепла и солей на поверхности океана ТХК не реализуется на исследуемом временном промежутке.

Наименьшее различие между пороговой и наблюдаемой амплитудами периодических возмущений отмечается для колебаний с периодом около 17 лет. Одним из возможных механизмов формирования этого сигнала является Тихоокеанская декадная осцилляция (ТДО). Основанием для такого предположения служит тот факт, что результаты наблюдений и модельных исследований показывают, что в индекс ТДО изменяется с типичными периодами 15–25 лет [Geng et al., 2019]. ТДО – это квазипериодические изменения в системе океан – атмосфера в северной части Тихого океана. В литературе ТДО часто характеризуют как колебание, при котором происходит потепление или похолодание поверхностных вод в Тихом океане между 20° и 70° с. ш. Индекс ТДО определяется как главная эмпирическая ортогональная функция среднемесячных значений аномалий температуры поверхности океана, осредненных в районе Тихого океана к северу от 20 параллели северной широты [Mantua et al., 1997; Deser et al., 2010]. Таким образом, как следует из обсуждаемых результатов, Тихоокеанская декадная осцилляция может дестабилизировать ТХЦ при увеличении амплитуды этой осцилляции в несколько раз.

Пороговые значения мгновенных возмущений солености, приводящие к термохалинной катастрофе (см. табл. 3.3), эквивалентны мгновенному таянию $5,51 \cdot 10^4$ ($5,26 \cdot 10^4$) км³ льда, что составляет около 2% Гренландского ледникового щита. Подробно оценки изменения ледового покрова Арктики и Гренландии обсуждаются в главе 2 (п. 2.1.5.4), и очевидно,

что мгновенные возмущения солёности такого масштаба при современном климате нереализуемы. Для примера приведем оценку Хьюгоннета и соавторов [Hugonnet et al., 2021], в соответствие с которой скорость таяния ледникового покрова Гренландии за период 2003–2018 гг. составляет 205 ± 32 Гт/год. То есть такой скорости таяния явно недостаточно для реализации ТХК. Таким образом, исследуемый режим ТХЦ устойчив к типичным возмущениям внешних условий при современном климате.

Проведенный анализ показывает, что в современную климатическую эпоху возникновение ТХК маловероятно в отличие, например, от Позднего Дриаса, когда мгновенный выброс пресных вод в Северную Атлантику за счет вод ледникового озера Агассис привел к ТХК (см., например, обзорную работу [Аверьянова, Полонский, 2017]).

Отметим, что исследуемая во второй серии экспериментов система также характеризуется собственными колебаниями, период которых при выбранных параметрах составляет около 100 лет. Эти колебания можно соотнести с Атлантической мультидекадной осцилляцией (АМО).

Таким образом, ТХЦ в современную климатическую эпоху характеризуется квазипериодическим осцилляционным режимом, проявляющимся в естественных колебаниях климата с типичными периодами от 50 до 100 лет. Развитие термохалинной катастрофы маловероятно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании обобщенного анализа литературных источников, результатов обработки современных массивов данных и многочисленных численных расчетов, проведенных в рамках боксовой модели можно сделать следующее заключение.

Средняя интенсивность МЦА в Атлантическом океане варьирует в интервале от 14 до 20 Св. Современный режим МЦА с такой интенсивностью не является единственно возможным. В последние 120 тыс. лет реализовывались и другие режимы, переход к которым сопровождался резким похолоданием, наиболее выраженным в Атлантико-Европейском регионе. Между различными режимами МЦА возможны резкие переходы вплоть до коллапса ТХЦ – термохалинной катастрофы. Термохалинный механизм является ключевым, отвечающим за переключение между режимами МЦА. Поверхностные потоки тепла и пресных вод (соли) – это ключевой фактор, обуславливающий интенсивность формирования глубинных и придонных вод и определяющий особенности термохалинной циркуляции в Атлантическом океане.

Низкочастотная (с периодами $T > 10$ лет) изменчивость суммарных потоков тепла ($H + LE$) на поверхности Атлантического океана составляет 35% от общей изменчивости суммарных турбулентных потоков тепла. Наибольшая изменчивость ($H + LE$) на низких частотах выявлена для зимы в Северной Атлантике в области формирования Североатлантической глубинной водной массы и на границе кромки льда в полярных областях. Типичные величины СКО суммарных турбулентных потоков тепла на низких частотах ($T > 10$ лет) здесь варьируют в интервале от 50 до 120 Вт/м². Колебания ($H + LE$) носят квазипериодический характер с типичными периодами несколько десятков лет. В северной части Северной Атлантики области максимумов

низкочастотной изменчивости в полях температуры и солености поверхностного слоя частично соответствуют области максимумов низкочастотной изменчивости суммарных потоков тепла на границе между океаном и атмосферой. В регионах формирования САГВ максимумов низкочастотной изменчивости $P - E$ не выявлено.

В регионе формирования САГВ СКО высокочастотных ($T < 10$ лет) колебаний ($H + LE$) варьируют в интервале от 60 до 230 Вт/м^2 , а $P - E$ от $5 \cdot 10^{-6}$ до $20 \cdot 10^{-6} \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$.

Значимые на уровне 95% тренды ($H + LE$) на большей части акватории Атлантического океана (за исключением западных частей антициклонических круговоротов) отрицательны. Уменьшение суммарных турбулентных потоков тепла в ответ на глобальное потепление является одним из проявлений отрицательной обратной связи в системе океан – атмосфера. На уровне значимости 95% показано, что тенденции изменений турбулентных потоков тепла ($H + LE$) и потоков пресных вод $P - E$ в Гренландском и Норвежском морях способствуют увеличению плотности поверхностных вод. В Дэвисовом и Датском проливах, в восточной части Гренландского моря тренды значимы на уровне 95%, но отрицательны. В целом по региону формирования САГВ тренды $H + LE$ и $P - E$ не значимы на уровне 95%.

Сформулирована четырехблочная модель, обобщающая модель Гриффиса и Тzipермана [Griffies, Tziperman, 1995]. Подобраны параметры четырехблочной модели, максимально приближенные к современной климатической ситуации в Северной Атлантике. В модели возможны три режима термохалинной циркуляции: термический устойчивый режим, термический неустойчивый и халинный устойчивый режимы. Исследовано влияние учета различных физических механизмов на устойчивость ТХЦ. Показано, что учет нелинейности уравнения состояния и дрейфового переноса между северными и южными блоками способствует незначительному уменьшению устойчивости современного

циркуляционного режима в боксовой модели, а использование нелинейной зависимости объемного переноса от меридиональной разности плотностей между северным и южным боксами – к противоположному результату.

Определены пороговые возмущения, при которых в модели происходит ТХК. Показано, что пороговые возмущения значительно превышают типичные для современного климата величины.

Наименьшее различие между пороговой и наблюдаемой амплитудами периодических возмущений отмечается для колебаний с периодом около 20 лет, типичным для Тихоокеанской декадной осцилляции. Таким образом, показана потенциальная важность этой осцилляции, которая, как следует из полученных результатов, может дестабилизировать ТХЦ при увеличении ее амплитуды в несколько раз.

Боксовая модель характеризуется собственными колебаниями с периодом около 100 лет, проявляющимися в виде Атлантической мультидекадной осцилляции, механизм которой исследован в явном виде.

Таким образом, для термохалинной циркуляции в современную климатическую эпоху характерен квазипериодический осцилляционный режим, проявляющийся в естественных колебаниях климата. Развитие термохалинной катастрофы при этом представляется маловероятным.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Сравнительный анализ изменчивости и трендов суммарных турбулентных потоков тепла по данным проекта OAFflux и атмосферных реанализов NCEP/NCAR, NCEP-R2, MERRA2

На основании данных четырех массивов, содержащих данные по турбулентным явным и скрытым потокам тепла OAFflux (Objectively Analyzed air-sea fluxes for the global oceans), NCEP/NCAR, NCEP-DOE (The National Centers for Environmental Prediction Department of Energy) Reanalysis 2, MERRA2 (Modern-Era Retrospective analysis for Research and Applications, Version 2) [Kalnay et al., 1996; Kanamitsu et al., 2002; Yu, Weller, 2007; Jin et al., 2008; Ronald et al., 2017], проведен сравнительный анализ пространственно-временной изменчивости и трендов (H + LE).

A.1 Характеристика материала и методика его обработки

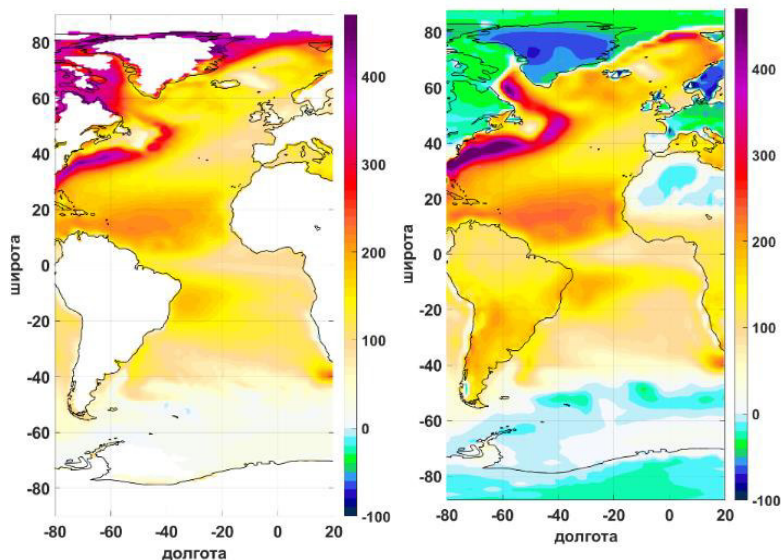
Использованы данные проекта OAFflux и трех глобальных атмосферных реанализов NCEP/NCAR, NCEP-R2, MERRA2 по турбулентным явным и скрытым потокам тепла за следующие периоды: 1958–2020 гг. (NCEP/NCAR, OAFflux); 1980–2020 гг. (MERRA2, NCEP-R2). По данным NCEP/NCAR, OAFflux за период 1958–2020 гг. и по данным NCEP/NCAR, OAFflux, MERRA2, NCEP-R2 за период 1980–2020 гг. рассчитывались следующие величины:

- климатические величины (H + LE);
- коэффициент линейного тренда рядов (H + LE), уровень значимости линейного тренда определялся по критерию Манна – Кендалла [Kendall, 1975; Mann, 1945];
- среднеквадратические отклонения (СКО) рядов (H + LE), в которых предварительно удалялся линейный тренд;
- СКО суммарных турбулентных потоков тепла на низких частотах. Они были выделены с использованием

фильтра Тьюки [Bloomfield, 2000]. Параметры фильтра выбирались таким образом, чтобы полностью подавить колебания с периодами менее 10 лет.

А.2 Результаты и их анализ

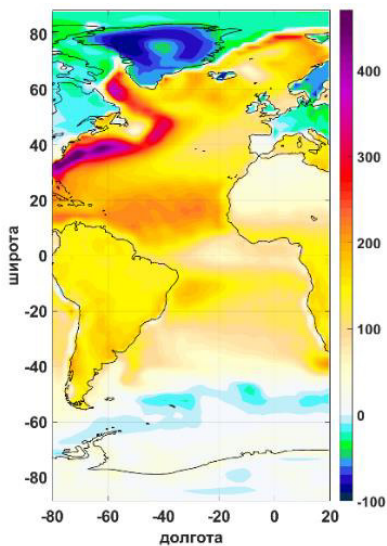
Основные особенности пространственного распределения средних (климатических) величин ($H + LE$), описанные в п. 2.1.3.1, воспроизводятся по всем исследуемым массивам (рис. А.1 и А.2). Различия в величинах ($H + LE$) можно объяснить межгодовой изменчивостью, так как осреднение проводилось за разные временные интервалы, а также различиями в методиках усвоения данных и в первичных данных, используемых в процессе ассимиляции в этих продуктах (см., например, [Bentamy et al., 2017; Yu, 2019; Justino et al., 2019]).



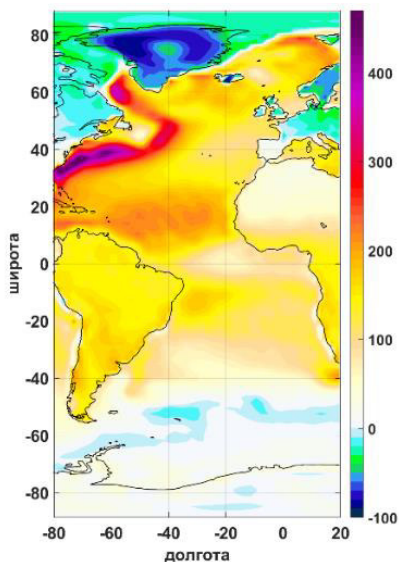
MERRA2 (1980–2020 гг.)

NCEP-R2 (1980–2020 гг.)

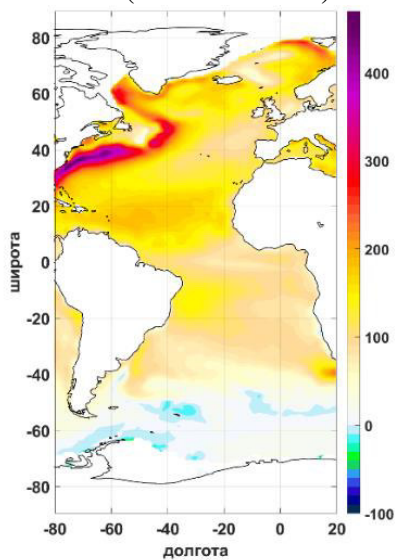
Рисунок А.1 – Пространственное распределение средних за указанный период величин суммарных турбулентных потоков тепла, Вт/м² (январь), по данным MERRA2 и NCEP-R2



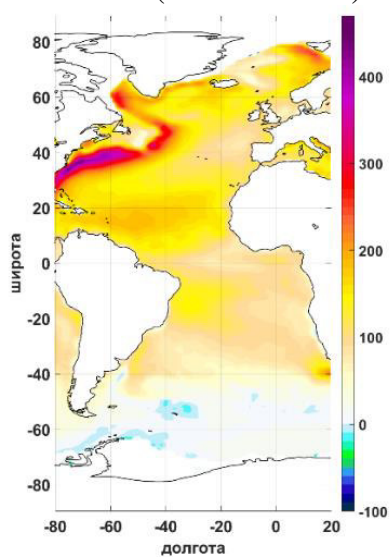
NCER (1980–2020 гг.)



NCEP/NCAR (1958–2020 гг.)



OAFflux (1980–2020 гг.)

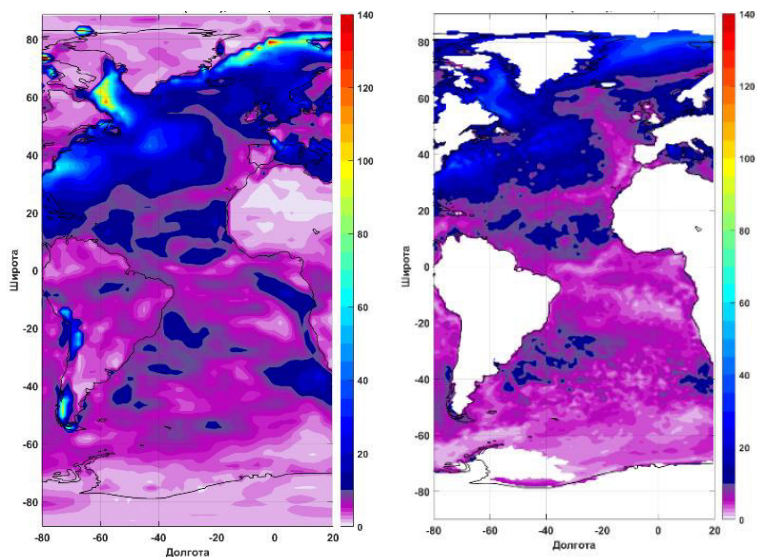


OAFflux (1958–2020 гг.)

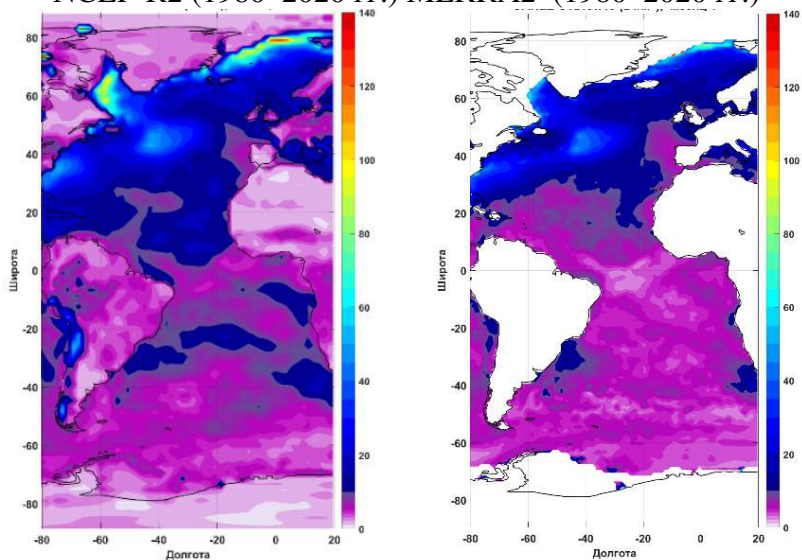
Рисунок А.2 – Пространственное распределение средних за указанный период величин суммарных турбулентных потоков тепла, Вт/м² (январь), по данным NCEP/NCAR, OAFflux

Отметим, что максимумы низкочастотной изменчивости в регионе формирования САГВ и в окрестности Гольфстрима в зимний период выделяются по всем исследуемым массивам. Но наибольшие амплитуды низкочастотных колебаний в этих регионах получены по данным реанализов NCEP/NCAR и NCEP-R2. Рассчитанные по данным массивов MERRA2 и OAFflux амплитуды низкочастотных колебаний в 1,5–2 раза меньше, чем по данным NCEP/NCAR и NCEP-R2.

Нами для оценки параметров внешнего форсинга в боксовой модели был выбран реанализ NCEP с наибольшей изменчивостью, так как ему будут соответствовать наибольшие амплитуды внешнего форсинга, и использование данных других реанализов принципиально не повлияет на результаты, полученные в результате моделирования ТХЦ в третьей главе. Для примера на рис. А.3 приведено пространственное распределение СКО рядов суммарных турбулентных потоков тепла, в которых удален линейный тренд и подавлены колебания с периодами менее 10 лет, за январь по данным массивов NCEP/NCAR, OAFflux, MERRA2, NCEP-R2.

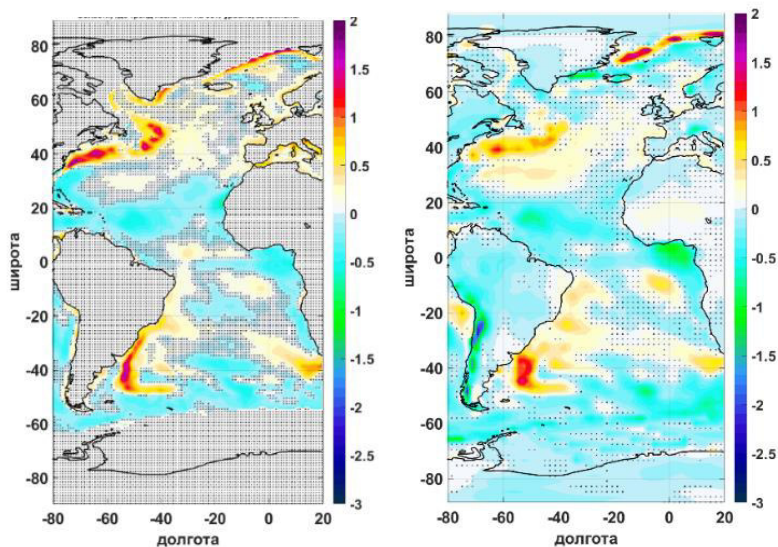


NCEP-R2 (1980–2020 гг.) MERRA2 (1980–2020 гг.)



NCEP/NCAR (1958–2020 гг.) OAFflux (1958–2020 гг.)

Рисунок А.3 – Пространственное распределение СКВ рядов суммарных турбулентных потоков тепла, в которых удален линейный тренд и подавлены колебания с периодами менее 10 лет, Вт/м², за январь по данным NCEP/NCAR, OAFflux, MERRA2, NCEP-R2



OAFlux (1958–2020 гг.) NCEP/NCAR (1958–2020 гг.)

Рисунок А.4 – Пространственное распределение коэффициентов линейного тренда среднегодовых суммарных турбулентных потоков тепла за указанный период по данным массивов OAFlux и NCEP. Области, в которых уровень значимости тренда менее 95%, затемнены

На рис. А.4 приведено пространственное распределение коэффициентов линейного тренда среднегодовых суммарных турбулентных потоков тепла, рассчитанных по массивам, для которых доступны наиболее длинные ряды данных за общий для них период (63 года). Из рис. А.4 видно, что для большей части региона формирования САГВ тренд не значим на уровне 95%. При усреднении по всему региону формирования САГВ по обоим массивам получен такой же результат, как и во второй главе: значимого на уровне 95% тренда суммарных турбулентных потоков тепла в регионе активного формирования САГВ нет.

Таким образом, использование данных других массивов по турбулентным потокам тепла принципиально не повлияет на выводы работы, касающиеся реализуемости термохалинной катастрофы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Аверьянова Е. А., Полонский А. Б., Санников В. Ф. Моделирование особенностей современной термохалинной циркуляции Северной Атлантики с использованием боксовой модели // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. – 2017. – Т. 53, № 3. – С. 406–414. DOI 10.7868/S0002351517030038.
2. Аверьянова Е. А. Особенности пространственно-временной изменчивости суммарных турбулентных потоков тепла на границе океан-атмосфера в Атлантике // Системы контроля окружающей среды. – 2021. – Т. 4, № 46. – С. 38–44.
3. Аверьянова Е. А., Полонский А. Б. Резкие климатические изменения в прошлом и их связь с режимами меридиональной циркуляции в Атлантическом океане // Фундаментальная и прикладная климатология. – 2017. – № 1. – С. 20–53. DOI 10.21513/2410-8758-2017-1-20-53.
4. Артамонов Ю. В., Букатов А. А., Еремеев В. Н. [и др.]. Сезонная и межгодовая изменчивость Полярной Уэдделла по среднемесячным климатическим данным о сплоченности морских льдов. Украинский антарктический журнал. – 2009. – № 8. – С. 186–194.
5. Базюра Е. А., Полонский А. Б., Санников В. Ф. Малопараметрическая модель термохалинной циркуляции Северной Атлантики // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. – Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2011. – Вып. 25, т. 2. – С. 45–57.

6. Базюра Е. А., Полонский А. Б., Юровский А. В. Межгодовая изменчивость положения границы кромки льда в южном океане // Системы контроля окружающей среды. – Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2011. – Вып. 16. – С. 246–250.
7. Базюра Е. А., Полонский А. Б., Юровский А. В. О низкочастотной изменчивости турбулентных потоков тепла на акватории Мирового океана // Системы контроля окружающей среды. – Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика. – 2009а. – С. 305–308.
8. Базюра Е. А., Полонский А. Б., Юровский А. В. О низкочастотной изменчивости явных турбулентных потоков тепла на акватории Мирового океана // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. – Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2009. – Вып. 20. – С. 108–116.
9. Башмачников И. Л., Федоров А. М., Весман А. В. [и др.]. Термохалинная конвекция в субполярных морях Северной Атлантики и Северо-Европейского бассейна СЛО по спутниковым и натурным данным. Часть 2: индексы интенсивности конвекции // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. – 2019. – Т. 16, № 1. – С. 191–201. DOI 10.21046/2070-7401-2019-16-1-191-201.
10. Белоконь В. В., Полонский А. Б., Крупномасштабная изменчивость турбулентных потоков тепла на нижней границе атмосферы в Северном полушарии // Системы контроля окружающей среды. – Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2007. – С. 311–314.

11. Беседин Д. Е., Шаповалов С. М. Дрейфовый перенос через 60° с.ш. в Северной Атлантике // Фундаментальные исследования океанов и морей / Гл. ред. Н. П. Лаверов. – Москва: Наука, 2006. – Т. 1. – С. 78–91.
12. Гладышев С. В., Гладышев В. С., Ключевиткин А. В., Гулев С. К. Новый взгляд на структуру водообмена между Арктикой и Северной Атлантикой в Исландском бассейне // Доклады Академии наук. – 2019. – Т. 485, № 4. – С. 502–506. DOI 10.31857/S0869-56524854502-506.
13. Демидов А. Н., Морозов Е. Г., Нейман В. Г. Структура и изменчивость глубинных вод в разломе Романш // Доклады Академии Наук. – Федеральное государственное бюджетное учреждение" Российская академия наук", 2006. – Т. 410. – №. 3. – С. 401-405.
14. Добролюбов С. А., Терещенков В. П., Соков А. В. Сравнительный анализ характеристик водных масс на трансатлантическом разрезе по 36° с.ш // Океанология. – 1995. – Т. 35, № 6. – С. 817–823.
15. Ефимов В. В., Тимофеев Н. А., Куржеевский И. В. [и др.]. Оценка методов расчета тепло-влагообмена между океаном и атмосферой // Препринт МГИ АН УССР Севастополь: МГИ, 1984. – 46 с.
16. Кароль И.Л., Киселев. А. А. Парадоксы климата. Ледниковый период или обжигающий зной? Москва: АСТ ПРЕСС КНИГА, 2013. – 288 с.
17. Козлов Д. С. Дробление по типу «парашют» как механизм образования брызг при ураганных ветрах и его роль в процессах обмена между океаном и атмосферой: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 25.00.29/

- Козлов Дмитрий Сергеевич.– Нижний Новгород, 2021 – 142 с.
18. Кузнецов А. П., Савин А. В., Седова Ю. В. Бифуркация Богданова-Такенса: от непрерывной к дискретной модели // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. – 2009. – Т. 17. – №. 6. – С. 139-158.
 19. Линейкин П. С. О влиянии глубины океана на структуру термоклина / П. С. Линейкин. // Труды Гидрометцентра СССР. – 1968. – № 34. – С. 3–13.
 20. Линейкин П. С. Об определении толщины бароклинного слоя моря // Доклады Академии наук СССР. – 1955. – Т. 101, № 3. – С. 461–464.
 21. Линейкин П. С. Основные вопросы динамической теории бароклинного слоя моря. Ленинград: Гидрометеиздат, 1957а. – 139 с.
 22. Линейкин П. С. Теория главного термоклина (обзор) // Океанология. – 1974. – Т. 14, № 6. – С. 965–981.
 23. Мамаев И. О. Физическая океанография. Избранные труды. Москва: ВНИРО, 2000. – 364 с.
 24. Национальный центр прогнозов состояния окружающей среды / Национальная метеорологическая служба / Национальное управление океанических и атмосферных исследований / США. Министерство торговли. 1994, обновляется ежемесячно. NCEP / NCAR результаты глобального реанализа, 1948 г. – настоящее время. Архив исследовательских данных в NOAA / PSL: /data/gridded/data.ncep.reanalysis.html. (дата обращения 1.06.2021)
 25. Полонский А. Б. Глобальное потепление, крупномасштабные процессы в системе океан-

- атмосфера, термохалинная катастрофа и их влияние на климат Атлантико-Европейского региона. Севастополь: Морской гидрофизический институт НАН Украины. Современные проблемы океанологии, вып. 5, 2008. – 45 с.
26. Полонский А. Б. О механизме десятилетних колебаний в системе океан-атмосфера // Морской гидрофизический журнал. – 2002. – № 1. – С. 25–34.
 27. Полонский А. Б., Крашенинникова С. Б. Меридиональный перенос тепла в Северной Атлантике и тенденции его изменений во второй половине 20-го века // Морской гидрофизический журнал. – 2007. – № 1. – С. 45–59.
 28. Полонский А. Б., Базюра Е. А., Санников В. Ф. Об устойчивости термохалинной циркуляции Северной Атлантики // Доповіді Національної академії наук України. – 2014. – № 10. – С. 99–105.
 29. Полонский А. Б., Крашенинникова С. Б. Пространственно-временная изменчивость меридиональных переносов тепла в Северной Атлантике // Морской гидрофизический журнал. – 2010. – № 6. – С. 24–41.
 30. Полонский А. Б. Развитие теории циркуляции Мирового океана для решения климатических задач // Современные проблемы динамики океана и атмосферы: Сборник статей, посвященный 100-летию со дня рождения проф. П.С. Линейкина / Под редакцией А. В. Фролова и Ю. Д. Реснянского. – Москва: Гидрометцентр России, 2010. – С. 227–249.
 31. Полонский, А. Б. Роль океана в изменениях климата. Киев: Наукова думка, 2008. – 183 с.

32. Сарафанов А. А. Механизм воздействия североатлантического колебания на температуру и соленость промежуточных и глубинных вод субполярной северной Атлантики // Метеорология и гидрология. – 2009. – № 3. – С. 65–73.
33. Сарафанов А. А., Соков А. В., Фалина А. С. Потепление и осолонение Лабрадорской водной массы и глубинных вод в субполярной северной Атлантике на 60° с. ш. в 1997–2006 гг. // Океанология. – 2009. – Т. 49, № 2. – С. 209–221.
34. Сарафанов А. А. Применение нового метода термохалинного анализа распространения вод для северной части Атлантического океана : дис. ... канд. геогр. наук : 25.00.28 / Артем Андреевич Сарафанов. – Москва, 2004. – 195 с.
35. Сарафанов А. А. Механизм воздействия Североатлантического колебания на температуру и соленость промежуточных глубинных вод субполярной Северной Атлантики // Метеорология и гидрология. – 2009. – № 3. – С. 65–73.
36. Сарафанов А. А., Фалина А. С., Соков А. В. Многолетние изменения характеристик циркуляции глубинных вод на севере Атлантического океана: роль региональных и внешних факторов // Доклады Академии наук. – 2013. – Т. 450. – С. 470–473.
37. Саркисян А. С. Основы теории и расчет океанических течений. Ленинград: Гидрометеиздат, 1966. – 123 с.
38. Тейс Р. В., Найдин Д. П. Палеотермометрия и изотопный состав кислорода органических карбонатов. Москва: Наука, 1973. – 255 с.

39. Тимофеев Н. А., Юровский А. В. Радиационные и тепло- и водобалансовые режимы океанов. Климат и изменчивость. Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2004. – 256 с.
40. Тимофеев Н. А., Юровский А. В. Радиационные и тепло- и водобалансовые режимы океанов. Климат и изменчивость. Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2004. – 256 с.
41. Фалина А. С., Сарафанов А. А., Добролюбов С.А. [и др.]. Конвекция и стратификация вод на севере Атлантического океана по данным измерений зимой 2013/14 гг. // Вестник Московского университета. Серия 5. География. – 2017. – № 4. – С. 45–54.
42. Фалина А. С. Межгодовая изменчивость характеристик водных масс субполярной Северной Атлантики на трансатлантическом разрезе по 60° с.ш. // Океанология. – 2005. – Т. 45, № 4. – С. 504–517.
43. Федоров К. Н. Тонкая термохалинная структура вод океана. Ленинград: Гидрометеиздат, 1976. – 184 с.
44. Фрей Д. И., Морозов Е. Г., Фомин В. В. [и др.]. Пространственная структура потока антарктических вод в разломе Вима Срединно-Атлантического хребта // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. – 2018. – Т. 54, № 6. – С. 727–732.
45. URL: <ftp://ftp.icdc.zmaw.de/EASYInit/ORA-S3/> (дата обращения: 05.02.2013).
46. NOAA Physical Sciences Laboratory : [сайт]. 2022. URL: <http://www.esrl.noaa.gov/psd/> (дата обращения: 15.07.2021).
47. Эльсгольц, Л. Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. Москва: Наука, 1969.

48. Adkins J. F., McIntyre K., Schrag D. P. The salinity, temperature, and $\delta^{18}\text{O}$ of the glacial deep ocean // *Science*. – 2002. – Vol. 298, issue 5599. – P. 1769–1773. DOI 10.1126/SCIENCE.1076252.
49. Akhoudas C. H., Sallée J. B., Haumann, F. A. [et al.]. Ventilation of the abyss in the Atlantic sector of the Southern Ocean // *Scientific Reports*. – 2021. – Vol. 11. – 6760. DOI 10.1038/s41598-021-86043-2.
50. Alley R. B. Wally was right: predictive ability of the North Atlantic “conveyor belt” hypothesis for abrupt climate change // *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*. – 2007. – Vol. 35. – P. 241–272. DOI 10.1146/annurev.earth.35.081006.131524.
51. Almansi M. Denmark Strait Ocean Circulation Variability : PhD Thesis . The Johns Hopkins University, 2020. – 117 p.
52. An S. I., Kim H. J., Kim S. K. Rate-dependent Hysteresis of the Atlantic Meridional Overturning Circulation System and Its Asymmetric Loop // *Geophysical Research Letters*. – 2021. – Vol. 48, issue 1. – e2020GL090132. DOI 10.1029/2020GL090132.
53. Andrews J. T. Abrupt changes (Heinrich events) in late Quaternary North Atlantic marine environments: a history and review of data and concepts // *Journal of Quaternary Science*. – 1998. – Vol. 13. – P. 3–16.
54. Arnell N. W. Implications of climate change for freshwater inflows to the Arctic Ocean // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2005. – Vol. 110. – D7105. DOI 10.1029/2004JD005348.
55. Bacon S. Decadal variability in the outflow from the Nordic seas to the deep Atlantic Ocean // *Nature*. – 1998. – Vol. 394, issue 6696. – P. 871–874. DOI 10.1038/29736.

56. Balmaseda M. A., Vidard A., Anderson D. L. The ECMWF ocean analysis system: ORAS3 // *Monthly Weather Review*. – 2008. – Vol. 136, issue 8. – P. 3018–3034.
57. Baumgartner A, Reichel E. *The World Water Balance*. München, 1975. – 179 p.
58. Beaird N. L., Rhines P. B., Eriksen C. C. Overflow Waters at the Iceland–Faroe Ridge Observed in Multiyear Seaglider Surveys // *Journal of Physical Oceanography*. – 2013. – Vol. 43. – P. 2334–2351. DOI 10.1175/JPO-D-13-029.1.
59. Bellomo K., Murphy L. N., Cane M. A. [et al.]. Historical forcings as main drivers of the Atlantic multidecadal variability in the CESM large ensemble // *Climate Dynamics*. – 2018. – Vol. 50, issue 9–10. – P. 3687–3698. DOI 10.1007/s00382-017-3834-3.
60. Bellucci A., Mariotti A., Gualdi S. The role of forcings in the twentieth-century North Atlantic multidecadal variability: The 1940–75 North Atlantic cooling case study // *Journal of Climate*. – 2018. – Vol. 30, issue 18. – P. 7317–7337. DOI 10.1175/JCLI-D-16-0301.1
61. Bentamy, A. Piolle, J. F., Grouazel, A., Review and assessment of latent and sensible heat flux accuracy over the global oceans // *Remote Sensing of Environment*. – 2017. – Vol. 201. – P. 196–218. DOI 10.1016/j.rse.2017.08.016.
62. Bianch G. G., McCave I. N. Holocene periodicity in North Atlantic climate and deep-ocean flowsouth of Iceland // *Nature*. – 1999. – Vol. 397. – P. 515–517. DOI 10.1038/1736.
63. Biló, T. C. Pathways of the North Atlantic Deep Water in the North Atlantic Subtropics: Structure and Recirculation Dynamics: PhD Thesis. Miami : University of Miami. – 170 p.

64. Bjerknes, J. Atlantic air–sea interaction // *Advances in Geophysics*. – 1964. – Vol. 10 – P. 1–82.
65. Bjerknes, V. Über thermodynamische Maschinen die unter Mitwirkung der Schwerkraft arbeiten. Leipzig, 1916. – P. 1–33. – (Abhandlungen der Mathematisch-Physischen Klasse der Königlich Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften; vol. 35, no. 1).
66. Black P. G., D'Asaro E. A., Drennan W. M. et al. Air–sea exchange in hurricanes: Synthesis of observations from the coupled boundary layer air–sea transfer experiment // *Bulletin of the American Meteorological Society*. – 2007. – T. 88. – №. 3. – C. 357-374.
67. Bloomfield, P. *Fourier Analysis of Time Series: an Introduction*. New York : Wiley-Interscience, 2000. – 269 p.
68. Boers, N. Observation-based early-warning signals for a collapse of the Atlantic Meridional Overturning Circulation // *Nature Climate Change*. – 2021. – Vol. 11, no. 8. – P. 680–688.
69. Boessenkool K. P., Hall I. R., Elderfield H. North Atlantic climate and deep-ocean flow speed changes during the last 230 years // *Geophysical Research Letters*. – 2007. – Vol. 34. – L13614. DOI 10.1029/2007GL030285.
70. Bond, G., Heinrich H., Broecker W. [et al.]. Evidence for massive discharges of icebergs into the North Atlantic ocean during the last glacial // *Nature*. – 1992. – Vol. 360. – P. 245–249.
71. Booth B. B., Dunstone N. J., Halloran P. R. [et al.] Aerosols implicated as a prime driver of twentieth century North Atlantic climate variability // *Nature*. – 2012. – Vol. 484, issue 7393. – P. 228–232. DOI 10.1038/nature10946.

72. Bosilovich M. G., Robertson F. R., Takacs L. [et al.]. Atmospheric Water Balance and Variability in the MERRA-2 Reanalysis // *Journal of Climate*. – 2017. – Vol. 30. – P. 1177–1196. DOI 10.1175/jcli-d-16-0338.1.
73. Bower A., Furey H. Iceland-Scotland Overflow Water transport variability through the Charlie-Gibbs Fracture Zone and the impact of the North Atlantic Current // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2017. – Vol. 122. – P. 6989–7012.
74. Boyer E. W., Howarth R. W., Galloway J. N. [et al.]. Riverine nitrogen export from the continents to the coasts // *Global Biogeochem. Cycles*. – 2006. – Vol. 20, no. 1. – GB1S91. DOI 10.1029/2005GB002537.
75. Bozbiyik A., Steinacher M. , Joos F. [et al.]. Fingerprints of changes in the terrestrial carbon cycle in response to large reorganizations in ocean circulation // *Climate of the Past*. – 2011. – Vol. 7, no. 1. – P. 319–338. DOI 10.5194/cp-7-319-2011.
76. Branscome L. E. A parameterization of transient eddy heat flux on a beta-plane // *Journal of Atmospheric Sciences*. – 1983. – Vol. 40. – P. 2508–2521.
77. Brayshaw D. J., Woollings T. , Vellinga M. Tropical and extratropical responses of the North Atlantic atmospheric circulation to a sustained weakening of the MOC // *Journal of Climate*. – 2009. – Vol. 22. – P. 3146–3155. DOI 10.1175/2008JCLI2594.1.
78. Bretherton F. P. Ocean climate modeling // *Progress in Oceanography*. – 1982. – Vol. 11, no. 2. – P. 93–129.
79. Broccoli A. J., Dahl K. A., Stouffer. Response of the ITCZ to Northern Hemisphere cooling // *Geophysical Research*

- Letters. – 2006. – Vol. 33. – L01702. DOI 10.1029/2005GL024546.
80. Broecker W. S., Wallace S. Routing of meltwater from the Laurentide Ice Sheet during the Younger Dryas cold episode // *Nature*. – 1989. – Vol. 341, issue 6240. – P. 318–321.
 81. Broecker W. S., Peteet D. M., Rind D. Does the ocean-atmosphere system have more than one stable mode of operation // *Nature*. – 1985. – Vol. 315, issue 6014. – P. 21–26.
 82. Broecker W. S., Peacock S. L., Walker S. [et al.]. How much deep water is formed in the Southern Ocean // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1998. – Vol. 103, issue C8. – P. 15833–15843.
 83. Broecker W. S. The great ocean conveyor // *Oceanography*. – 1991. – Vol. 4, no. 2. – P. 79–89.
 84. Broecker W. S., Peng T.-H., Jouzel J. [et al.]. The magnitude of global fresh-water transports of importance to ocean circulation // *Climate Dynamics*. – 1990. – Vol. 4. – P. 73–79.
 85. Broecker W. S. Thermohaline circulation, the Achilles heel of our climate system: Will manmade CO₂ upset the current balance // *Science*. – 1997. – Vol. 278, issue 5343. – P. 1582–1588.
 86. Bryan F. O. High-latitude salinity effects and interhemispheric thermohaline circulations // *Nature*. – 1986. – Vol. 323. – P. 301–304.
 87. Bryan K., Cox M. D. A numerical investigation of the oceanic general circulation // *Tellus*. – 1967. – Vol. 19, no. 1. – P. 54–80.

88. Bryan K., Cox M. D. An approximate equation of state for the study of the circulation of the World ocean // *Journal of Physical Oceanography*. – 1972. – Vol. 2. – P. 319–335.
89. Buckley M. W., Marshall J. Observations, inferences, and mechanisms of Atlantic meridional overturning circulation variability: a review // *Reviews of Geophysics*. – 2016. – Vol. 54. – P. 5–63. DOI 10.1002/2015RG00049.
90. Burls N. J., Fedorov A. V., Sigman D. M. Active Pacific meridional overturning circulation (PMOC) during the warm Pliocene // *Science Advances*. – 2017. – Vol. 3, no. 9. – e1700156.
91. Carmack E. C. Water characteristics of the Southern Ocean south of the Polar Front. Oxford: Pergamon Press, 1977. – P. 15–41.
92. Carmack E. C., Foster T. D. On the flow of water out of the Weddell Sea // *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*. – 1975. – Vol. 22. – P. 711–724.
93. Cayan D. R. Latent and sensible heat flux anomalies over the northern Oceans: Driving the sea surface temperature // *Journal of Physical Oceanography*. – 1992. – Vol. 22. – P. 859–881.
94. Cayan D. R. Latent and sensible heat flux anomalies over the Northern oceans: The connection to monthly atmospheric circulation // *Journal of climate*. – 1992a. – Vol. 5. – P. 354–369.
95. Cayan D. R. Variability of latent and sensible heat fluxes estimated using bulk formulate // *Atmosphere–Ocean*. – 1992b. – Vol. 30, no. 1. – P. 1–42.
96. Cessi P. A simple box model of stochastically forced thermohaline flow // *Journal of Physical Oceanography*. – 1994. – Vol. 24. – P. 1911–1920.

97. Cessi P. The global overturning circulation // *Annual review of Marine Science*. – 2019. – Vol. 11. – P. 249–270. DOI 10.1146/annurevmarine-010318-095241.
98. Chang P., Zhang R., Hazeleger W. [et al.]. Oceanic link between abrupt changes in the North Atlantic Ocean and the African monsoon // *Nature Geoscience*. – 2008. – Vol. 1, issue 7. – P. 444–448. DOI 10.1038/ngeo218.
99. Chappell J. Sea level changes forced ice breakouts in the Last Glacial cycle: new results from coral terraces // *Quaternary Science Reviews*. – 2002. – Vol. 21, no. 10. – P. 1229–1240.
100. Chen Y., Langenbrunner B., Randerson J. T. Future drying in Central America and northern South America linked with Atlantic meridional overturning circulation // *Geophysical Research Letters*. – 2018. – Vol. 45, no. 17. – P. 9226–9235. DOI 10.1029/2018gl077953.
101. Cheng W., Weijer W., Kim W. M. Can the salt-advection feedback be detected in internal variability of the Atlantic Meridional Overturning Circulation // *Journal of Climate*. – 2018. – Vol. 31, no. 16. – P. 6649–6667.
102. Cimadoribus A. A., Drijfhout S. S., Dijkstra H. A. Meridional overturning circulation: stability and ocean feedbacks in a box model // *Climate Dynamics*. – 2014. – Vol. 42, no. 1–2. – P. 311–328.
103. Clark P. U., Pisias N. G., Stocker T. F. The role of the thermohaline circulation in abrupt climate change // *Nature*. – 2002. – Vol. 415, no. 6874. – P. 863–869.
104. Clement A., Bellomo K., Murphy L. N. The Atlantic Multidecadal Oscillation without a role for ocean circulation // *Science*. – 2015. – Vol. 350, issue 6258. – P. 320–324. DOI 10.1126/science.aab3980.

105. Clement A. C., Peterson L. C. Mechanisms of abrupt climate change of the last glacial period // *Reviews of Geophysics*. – 2008. – Vol. 46, no. 4. – RG4002. DOI 10.1029/2006RG000204.
106. Colin de Verdière, A. On the oceanic thermohaline circulation// *Modelling Climate-Ocean Interactions / J. Willebrand, D. L. T. Anderson (eds.)*. New York : Springer, 1993. – P. 151–183. – (NATO ASI Series ; vol. 11). DOI 10.1007/978-3-642-84975-6_4
107. Colin de Verdière, A. The instability of the thermohaline circulation in a low-order model // *Journal of Physical Oceanography*. – 2010. – Vol. 40, no. 4. – P. 757–773.
108. Collins M., Pörtner H.-O., Roberts D. C., Masson-Delmotten V. [et al.] Extremes, Abrupt Changes and Managing Risks // *IPCC Special Report on the Ocean and Cryosphere in a Changing Climate / (eds.)*. – IPCC, 2019. – P. 589–655.
109. Collins M., Knutti R., Arblaster J. M. [et al.] Long-term Climate Change: Projections, Commitments and Irreversibility // *Climate Change 2013: The Physical Science Basis: Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (AR5)*. Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press, 2013. – Chapter 12. – P. 1029–1136.
110. Coman M. A., Griffiths R. W., Hughes G. O. Sandstrom's experiments revisited // *Journal of Marine Research*. – 2006. – Vol. 64, no. 6. – P. 783–796.
111. Corrège T. Sea surface temperature and salinity reconstruction from coral geochemical tracers //

- Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology. – 2006. – Vol. 232, no. 2. – P. 408–428.
112. Craig P. M., Ferreira D., Methven J. The contrast between Atlantic and Pacific surface water fluxes // *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*. – 2017. – Vol. 69, no. 1. – P. 1–15. DOI 10.1080/16000870.2017.1330454.
113. Cronin M. F., Gentemann C. L., Edson. Air-Sea Fluxes With a Focus on Heat and Momentum // *Frontiers in Marine Science*. – 2019. – Vol. 6. – P. 430. DOI 10.3389/fmars.2019.00430.
114. Curry R., Dickson R. R., Yashayaev I. A change in the fresh water balance of the Atlantic over the past four decades // *Nature*. – 2003. – Vol. 426, issue 6968. – P. 826–829.
115. Curry R. G., McCartney M. S., Joyce T. M. Oceanic transport of subpolar climate signals to mid-depth subtropical waters // *Nature*. – 1998. – Vol. 391, issue 6667. – P. 575–577.
116. Dahl K. A., Broccoli A. J., Stouffer R. J. Assessing the role of North Atlantic freshwater forcing in millennial scale climate variability: a tropical Atlantic perspective // *Climate Dynamics*. – 2005. – Vol. 24, no. 4. – P. 325–346. DOI 10.1007/s00382-004-0499-5.
117. Dai A. Changes in continental freshwater discharge from 1948 to 2004 // *Journal of Climate*. – 2009. – Vol. 22, no. 10. – P. 2773–2792.
118. Daniault N. The northern North Atlantic Ocean mean circulation in the early 21st century // *Progress in Oceanography*. – 2016. – Vol. 146. – P. 142–158.
119. De Lavergne C., Madec G., Sommer J. L. [et al.]. On the consumption of Antarctic bottom water in the abyssal ocean

- // Journal of Physical Oceanography. – 2016. – Vol. 46. – P. 635–661.
120. De Lavergne C., Madec G., Sommer J. L. [et al.]. The impact of a variable mixing efficiency on the abyssal overturning // Journal of Physical Oceanography. – 2016a. – Vol. 46. – P. 663–681.
121. De Vernal A., Turon J. L., Guiot J. Dinoflagellate cyst distribution in high-latitude marine environments and quantitative reconstruction of sea-surface salinity, temperature, and seasonality // Canadian Journal of Earth Science. – 1993. – Vol. 31. – P. 48–62.
122. Defrance D. Consequences of rapid ice sheet melting on the Sahelian population vulnerability // Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2017. – Vol. 14, no. 25. – P. 6533–6538. DOI 10.1073/pnas.1619358114.
123. Delworth T. L., Zeng F. Multicentennial variability of the Atlantic meridional overturning circulation and its climatic influence in a 4000 year simulation of the GFDL CM2. 1 climate model // Geophysical Research Letters. – 2012. – Vol. 39, no. 13. – L13702. DOI 10.1029/2012GL052107.
124. Delworth T. L., Zhang R., Mann M. E. Decadal to centennial variability of the Atlantic from observations and models // Geophysical Monograph. – American Geophysical Union, 2007. – Vol. 173. – P. 131–148. DOI 10.1029/173GM10.
125. Delworth T. L., Mann M. E. Observed and simulated multidecadal variability in the Northern Hemisphere // Climate Dynamics. – 2000. – Vol. 16, no. 9. – P. 661–676.
126. Den Toom M., Dijkstra A., Weijer W. [et al.] Response of a strongly eddying global ocean to North Atlantic freshwater perturbations // Journal of Physical Oceanography. – 2014. – Vol. 44, no. 2. – P. 464–481.

127. Deser C., Alexander M. A., Xie S. P. [et al.]. Sea surface temperature variability: Patterns and Mechanisms // *Annual Review of Marine Science* – 2010. – Vol. 2. – P. 115–143. DOI 10.1146/annurev-marine-120408-151453.
128. Dickson B., Yashayaev I., Meincke J. [et al.]. Rapid freshening of the deep North Atlantic Ocean over the past four decades // *Nature*. – 2002. – Vol. 416, issue 6883. – P. 832–837. DOI 10.1038/416832a.
129. Dijkstra H. A., Low-frequency variability of the large-scale ocean circulation: A dynamical system approach // *Reviews of Geophysics*. – 2005. – Vol. 43. – RG3002. DOI 10.1029/2002RG000122.
130. Dong B., Sutton R. T. Enhancement of ENSO variability by a weakened Atlantic thermohaline circulation in a coupled GCM // *Journal of Climate*. – 2007. – Vol. 20, no. 19. – P. 4920–4939. DOI 10.1175/JCLI4284.1.
131. Dong-Chen E., Yang Y. D., Chao D. B. The sea level change from the Antarctic ice sheet based on GRACE // *Chinese Journal of Geophysics*. – 2009. – Vol. 52, no. 9. – P. 2222–2228.
132. Drijfhout S. S., Competition between global warming and an abrupt collapse of the AMOC in Earth's energy imbalance // *Scientific Reports*. – 2015. – Vol. 5, no. 1. – P. 1–12.
133. Drijfhout S. S., Bischoff T., Haug G. H. Global radiative adjustment after a collapse of the Atlantic meridional overturning circulation // *Climate Dynamics*. – 2014. – Vol. 45. – P. 1789–1799. DOI 10.1007/s00382-014-2433-9.
134. Drijfhout S. S. The atmospheric response to a thermohaline circulation collapse: Scaling relations for the Hadley circulation and the response in a coupled climate model // *Journal of Climate*. – 2010. – Vol. 23, no. 3. – P. 757–774.

135. Dunstone N. J., Smith D. M., Booth B. B. [et al.]. Anthropogenic aerosol forcing of Atlantic tropical storms // *Nature Geoscience*. – 2013. – Vol. 6, no. 7. – P. 534–539. DOI 10.1038/ngeo1854.
136. Durack P. J., Wijffels S. E. Fifty-year trends in global ocean salinities and their relationship to broad-scale warming // *Journal of Climate*. – 2010. – Vol. 23, no. 16. – P. 4342–4362. DOI 10.1175/2010JCLI3377.1.
137. Elipot S. Frajka-Williams E., Hughes C. [et al.]. Observed basin-scale response of the North Atlantic meridional overturning circulation to wind stress forcing // *Journal of Climate*. – 2017. – Vol. 30. – P. 2029–2054. DOI 10.1175/JCLID-16-0664.1.
138. Elipot S. Frajka-Williams E., Hughes C. [et al.]. The observed North Atlantic MOC, its meridional coherence and ocean bottom pressure // *Journal of Physical Oceanography*. – 2014. – Vol. 44. – P. 517–537. DOI 10.1175/JPO-D-13-026.1.
139. Emile-Geay J., Cane M. A., Naik N. Warren revisited: Atmospheric freshwater fluxes and “Why is no deep water formed in the North Pacific” // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2003. – Vol. 108, issue C6. – 3178. DOI 10.1029/2001JC001058.
140. Fahrbach E., Harms S., Rohardt G. Flow of bottom water in the northwestern Weddell Sea // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2001. – Vol. 106. – P. 2761–2778.
141. Fahrbach E., Rohardt G., Schröder J. Transport and structure of the Weddell Gyre // *Annales Geophysicae*. – 1994. – Vol. 12, no. 9. – P. 840–855.
142. Fahrbach E., Knoche M., Rohardt G. An estimate of water mass transformation in the southern Weddell Sea // *Marine*

- Chemistry. – 1991. – Vol. 35. – P. 25–44. DOI 10.1016/S0304-4203(09)90006-8.
143. Fahrbach E., Rohardt G., Scheele N. Formation and discharge of deep and bottom water in the northwestern Weddell Sea // *Journal of Marine Research*. – 1995. – Vol. 53. – P. 515–538.
144. Falina A., Sarafanov A., Sokov A. Variability and renewal of Labrador Sea Water in the Irminger Basin in 1991–2004 // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2007. – Vol. 112, issue C1. – C01006. DOI 10.1029/2005JC003348.
145. Ferreira D., Cessi P., Coxall H. K. Atlantic-Pacific asymmetry in deep water formation // *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*. – 2018. – Vol. 46. – P. 327–352. DOI 10.1146/annurev-earth-082517-010045.
146. Ferreira M. L., Kerr R. Source water distribution and quantification of North Atlantic deep water and Antarctic bottom water in the Atlantic Ocean // *Progress in Oceanography*. – 2017. – Vol. 153. – P. 66–83.
147. Foldvik A., Gammelsrød T., Tørresen T. Circulation and water masses on the southern Weddell Sea shelf // *Oceanology of the Antarctic Continental Shelf*. – 1985. – Vol. 43. – P. 5–20.
148. Foldvik A., Gammelsrød T., Østerhus S. Ice shelf water overflow and bottom water formation in the southern Weddell Sea // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2004. – Vol. 109, issue C2. – C02015. DOI 10.1029/2003JC002008.
149. Foster T. D., Carmack E. C. Frontal zone mixing and Antarctic Bottom Water formation in the southern Weddell Sea // *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*. – 1976. – Vol. 23. – P. 301–317.

150. Frajka-Williams E., Ansorge I. J., Baehr J. [et al.]. Atlantic Meridional Overturning Circulation: Observed transports and variability // *Frontiers in Marine Science*. – 2019. – Vol. 6. – P. 260. DOI 10.3389/fmars.2019.00260.
151. Frajka-Williams E., Lankhorst M., Koelling J. Coherent circulation changes in the deep North Atlantic from 16°N and 26°N transport arrays // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2018. – Vol. 123. – P. 3427–3443. DOI 10.1029/2018JC013949.
152. Frajka-Williams E., Beaulieu C., Duchez A. Emerging negative Atlantic Multidecadal Oscillation index in spite of warm subtropics // *Scientific Reports*. – 2017. – Vol. 7, no. 1. – P. 11224. DOI 10.1038/s41598-017-11046-x.
153. Frøb F., A. Olsen, K. Våge [et al.]. Irminger Sea deep convection injects oxygen and anthropogenic carbon to the ocean interior // *Nature Communications*. – 2016. – Vol. 7, no. 1. – P. 1–8. DOI 10.1038/ncomms13244.
154. Füst J. J., Levermann A. A minimal model for wind- and mixing-driven overturning: Threshold behavior for both driving mechanisms // *Climate Dynamics*. – 2012. – Vol. 38, no. 1. – P. 239–260. DOI 10.1007/s00382-011-1003-7.
155. Ganachaud A., Wunsch C. Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data // *Nature*. – 2000. – Vol. 408, no. 6811. – P. 453–457. DOI 10.1038/35044048.
156. Garabato A. C. N. On the export of Antarctic bottom water from the Weddell Sea // *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*. – 2002. – Vol. 49, no. 21. – P. 4715–4742.
157. García-Ibáñez M. I., Pérez F., Lherminier P. Water mass distributions and transports for the 2014 GEOVIDE cruise

- in the North Atlantic // *Biogeosciences*. – 2018. – Vol. 15, no. 7. – P. 2075–2090. DOI 10.5194/bg-15-2075-2018.
158. Garrett C., Laurent L. S. Aspects of deep ocean mixing // *Journal of Oceanography*. – 2002. – Vol. 58, no. 1. – P. 11–24. DOI 10.1023/A:1015816515476.
159. Gelaro R., McCarty W., Suarez M. J. [et al.]. The modern-era retrospective analysis for research and applications, version 2 (MERRA-2) // *Journal of climate*. – 2017. – Vol. 30, no. 14. – P. 5419–5454.
160. Geng T., Yang Y., Wu L. On the mechanisms of Pacific decadal oscillation modulation in a warming climate // *Journal of Climate*. – 2019. – Vol. 32, no. 5. – P. 1443–1459. DOI 10.1175/JCLI-D-18-0337.1.
161. Gill A. E. Circulation and bottom water production in the Weddell Sea // *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*. – 1973. – Vol. 20, no. 2. – P. 111–140.
162. Gordon A. L., Weiss R. F., Smethie Jr. W. M [et al.]. Thermocline and intermediate water communication between the South Atlantic and Indian Oceans // *Journal of Geophysical Research*. – 1972. – Vol. 97, no. C5. – P. 7223–7240.
163. Gordon A. L., Steele J. H., Turekian K. K. [et al.]. Bottom Water Formation // *Encyclopedia of Ocean Sciences*. – Academic Press, 2001. – Vol. 1. – P. 334–340.
164. Gordon A. L., Huber B., Hellmer H. H. Deep and bottom water of the Weddell Sea's western rim // *Science*. – 1993. – Vol. 262. – P. 95–97. DOI 10.1126/science.262.5130.95.
165. Gordon A. L. Potential temperature, oxygen and circulation of bottomwater in the Southern Ocean // *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*. – 1966. – Vol. 13, no. 6. – P. 1125–1138.

166. Gordon A. L., Jacobs S. S., Weiss R. Western Weddell Sea thermohaline stratification // *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at Antarctic Continental Margins* (Antarctic Research Series). – 1998. – Vol. 75. – P. 215–240.
167. Gray S. T., Graumlich L. J., Betancourt J. L. A tree ring based reconstruction of the Atlantic Multidecadal Oscillation since 1567 AD // *Geophysical Research Letters*. – 2004. – Vol. 31, no. 12. – L12205. DOI 10.1029/2004GL019932.
168. Green B., Marshall J. Coupling of trade winds with ocean circulation damps ITCZ shifts // *Journal of Climate*. – 2017. – Vol. 30, no. 12. – P. 4395–4411.
169. Greenan B. Physical, Chemical, and Biological Conditions in the Labrador Sea in 2009 // *The Atlantic Zone Monitoring Program Bull.* – 2010. – Vol. 9. – P. 11–19.
170. Griffies S. M., Tziperman E. A linear thermohaline oscillator driven by stochastic atmospheric forcing // *Journal of Climate*. – 1995. – Vol. 8. – P. 2440–2453.
171. Guan Y. P., Huang R. X. Stommel’s box model of thermohaline circulation revisited – The role of mechanical energy supporting mixing and the wind-driven gyration // *Journal of Physical Oceanography*. – 2008. – Vol. 38, no. 4. – P. 909–917.
172. Gulev S. K., Belyaev K. Probability Distribution Characteristics for Surface Air-Sea Turbulent Heat Fluxes over the Global Ocean // *Journal of Climate*. – 2012. – Vol. 25, no. 1. – P. 184–206. DOI 10.1175/2011jcli4211.1.
173. Haarsma R. J., Selten F. M., Drijfhout S. S. Decelerating Atlantic meridional overturning circulation main cause of future west European summer atmospheric circulation

- changes // *Environmental Research Letters*. – 2015. – Vol. 1, no. 9. – 94007. DOI 10.1088/1748-9326/10/9/094007.
174. Haas C. Ice and Snow Thickness Variability and Change in the High Arctic Ocean Observed by In Situ Measurements // *Geophysical Research Letters*. – 2017. – Vol. 44, no. 20. – P. 10462–10469. DOI 10.1002/2017gl075434.
175. Häkkinen S. Variability of the simulated meridional heat transport in the North Atlantic for the period 1951–1993 // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1999. – Vol. 104, no. C5. – P. 10991–11007. DOI 10.1029/1999JC900034.
176. Haney R. L. Surface thermal boundary condition for ocean circulation models // *Journal of Physical Oceanography*. – 1971. – Vol. 1, no. 4. – P. 241–248.
177. Hansen B., Østerhus S., Quadfasel D. [et al.]. Already the day after tomorrow // *Science*. – 2004. – Vol. 305. – P. 953–954.
178. Hansen B., Østerhus S. Faroe Bank Channel overflow 1995–2005 // *Progress in Oceanography*. – 2007. – Vol. 75. – P. 817–856. DOI 10.1016/j.pocean.2007.09.004.
179. Hansen B., Østerhus S. North Atlantic-Nordic Seas exchanges // *Progress in Oceanography*. – 2000. – Vol. 45, no. 2. – P. 109–208. DOI 10.1016/S0079-6611(99)00052-X.
180. Hansen J., Ruedy R., Glascoe J. GISS analysis of surface temperature change // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. – 1999. – Vol. 104, no. D24. – P. 30997–31022.
181. Harms S., Fahrbach E, Strass V. H. Sea ice transports in the Weddell Sea // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2001. – Vol. 10, no. C5. – P. 9057–9073.

182. Hasselmann K. Stochastic climate models. Part I Theory // *Tellus*. – 1976. – Vol. 28. – P. 473–485.
183. Hawkins E. Bistability of the Atlantic overturning circulation in a global climate model and links to ocean freshwater transport // *Geophysical Research Letters*. – 2011. – Vol. 38. – P. 1–6.
184. Heinrich, H. Origin and consequences of cyclic ice rafting in the Northeast Atlantic ocean during the past 130,000 years // *Quaternary research*. – 1988. – Vol. 29. – P. 142–152.
185. Hellmer H. H., Beckmann A. The Southern Ocean: A ventilation contributor with multiple sources // *Geophysical Research Letters*. – 2001. – Vol. 2, no. 15. – P. 2927–2930.
186. Hemming S. R. Heinrich events: Massive late Pleistocene detritus layers of the North Atlantic and their global climate imprint // *Reviews of Geophysics*. – 2004. – Vol. 42, no. 1. DOI 10.1029/2003RG000128.
187. Henry L. G. North Atlantic ocean circulation and abrupt climate change during the last glaciations // *Science*. – 2016. – Vol. 353. – P. 470–474.
188. Hersbach H. The ERA5 global reanalysis // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. – 2020. – Vol. 146, no. 48. – P. 1999–2049. DOI 10.1002/qj.3803.
189. Hodson D.L., Sutton R.T., Cassou C. Climate impacts of recent multidecadal changes in Atlantic Ocean sea surface temperature: A multimodel comparison // *Climate Dynamics*. – 2010. – Vol. 34, no. 7–8. – P. 1041–1058. DOI 10.1007/s00382-009-0571-2.
190. Hodson D.L., Robson J. I., Sutton R.T., An anatomy of the cooling of the North Atlantic Ocean in the 1960s and 1970s

- // Journal of Climate. – 2014. – Vol. 27, no. 21. – P. 8229–8243. DOI 10.1175/JCLI-D-14-00301.1.
191. Holmes D. E. Reorganization of Atlantic waters at sub-polar latitudes linked to deep water overflow in both glacial and interglacial climate states // *Climate of the Past Discussions*. – 2021. – P. 1–36.
192. Hu A., Meehl G. A., Han W. Role of the Bering Strait on the hysteresis of the ocean conveyor belt circulation and glacial climate stability // *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*. – 2012. – Vol. 109. – P. 6417–6422. DOI 10.1073/pnas.1116014109.
193. Huang R. X. Mixing and energetics of the oceanic thermohaline circulation // *Journal of Physical Oceanography*. – 1999. – Vol. 29, no. 4. – P. 727–746.
194. Huang R. X., Luyten J. R., Stommel H. M. Multiple equilibrium states in combined thermal and saline circulation // *Journal of Physical Oceanography*. – 1992. – Vol. 22, no. 3. – P. 231–246.
195. Huang R. X., Stommel H. M. Convective flow patterns in an eight box cube driven by combined wind stress, thermal, and saline forcing // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1992. – Vol. 97, no. C2. – P. 2347–2364.
196. Huang J., Pickart R. S., Valdimarsson H. Structure and variability of the north icelandic jet from two years of mooring data // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2019. – Vol. 124, no. 6. – P. 3987–4002.
197. Hughes P. J. North Atlantic decadal variability of ocean surface fluxes : Master's thesis / P. J. Hughes. – The Florida State University, 2006. – 30 p.

198. Hughes T. M. C., Weaver A. J. Multiple equilibria of an asymmetric two-basin ocean model // *Journal of Physical Oceanography*. – 1994. – Vol. 24. – P. 619–637.
199. Hugonnet R. Accelerated global glacier mass loss in the early twenty-first century // *Nature*. – 2021. – Vol. 592, no. 7856. – P. 726–731.
200. Huhn O., Hellmer H. H., Rhein M. Evidence of deep and bottom water formation in the western Weddell Sea // *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*. – 2008. – Vol. 55, no. 8–9. – P. 1098–1116. DOI 10.1016/j.dsr2.2007.12.015.
201. Huisman S. E., den Toom M., Dijkstra H. A., [et al.]. An indicator of the multiple equilibria regime of the Atlantic Meridional Overturning Circulation // *Journal of Physical Oceanography*. – 2010. – Vol. 40. – P. 551–567. DOI 10.1175/2009JPO4215.1.
202. IOC, SCOR and IAPSO 2010: The international thermodynamic equation of seawater – 2010: Calculation and use of thermodynamic properties / Intergovernmental Oceanographic Commission. – UNESCO, 2010. – 196 p. – (Manuals and Guides ; no. 56).
203. IPCC 2013: Climate Change 2013: The Physical Science Basis : Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / T. F. Stocker, D. Qin, G. K. Plattner [et al.]. – Cambridge, United Kingdom : Cambridge University Press, 2013. – 1535 p. – DOI 10.1017/CBO9781107415324.
204. IPCC 2007: Climate Change 2007: Synthesis Report : Contribution of Working Groups I, II and III to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / Core Writing Team, R. K. Pachauri, A.

- Reisinger (eds.). – Geneva, Switzerland : IPCC, 2007. – 104 p.
205. IPCC Special Report on the Ocean and Cryosphere in a Changing Climate / Pörtner H. O., Roberts D. C. , Masson-Delmotte V. [et al.]. The ocean and cryosphere in a changing climate. // IPCC Intergovernmental Panel on Climate Change. – Geneva, Switzerland, 2019. – Vol. 1, no. 3. – 755 p.
206. Jackson L. C., Kahana R., Graham T. Global and European climate impacts of a slowdown of the AMOC in a high resolution GCM // *Climate Dynamics*. – 2015. – Vol. 45, no. 11–12. – P. 3299–331. DOI 10.1007/s00382-015-2540-2.
207. Jackson L. C., Wood R. A. Timescales of AMOC decline in response to fresh water forcing // *Climate Dynamics*. – 2018a. – Vol. 51. – P. 1333–1350.
208. Jackson L. C., Kahana R., Graham T. [et al.]. Global and European climate impacts of a slowdown of the AMOC in a high resolution GCM // *Climate Dynamics*. – 2015. – Vol. 45, no. 11–12. – P. 3299–3316. DOI 10.1007/s00382-015-2540-2.
209. Jackson L. C., Wood R. A. Hysteresis and resilience of the AMOC in an eddy-permitting GCM // *Geophysical Research Letters*. – 2018. – Vol. 45. – P. 8547–8556. DOI 10.1029/2018GL078104.
210. Jackson, L. C. Shutdown and recovery of the AMOC in a coupled global climate model: The role of the advective feedback // *Geophysical Research Letters*. – 2013. – Vol. 40. – P. 1182–1188. DOI 10.1002/grl.50289.
211. Jacob D., Goettel H., Jungclaus J. Slowdown of the thermohaline circulation causes enhanced maritime climate

- influence and snow cover over Europe // *Geophysical Research Letters*. – 2005. – Vol. 32. – L21711.
212. Jacobs S. S. Bottom water production and its links with the thermohaline circulation // *Antarctic Science*. – 2004. – Vol. 16, no. 4. – P. 427–437.
213. Jeffreys H. On fluid motions produced by differences of temperature and humidity // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. – 1925. – Vol. 51. – P. 347–356.
214. Jin X., Weller R. A. Multidecade global flux datasets from the objectively analyzed air-sea fluxes (oafux) project: Latent and sensible heat fluxes, ocean evaporation, and related surface meteorological variables // *OAFux Project Tech. Rep. OA-2008-01*. – 2008.
215. Jochumsen K. Variability of the Denmark Strait overflow: Moored time series from 1996–2011 // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2012. – Vol. 117, no. C12. – C12003.
216. Johnson R. G., Lauritzen S. E. Hudson Bay-Hudson Strait jökulhlaups and Heinrich events: a hypothesis // *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology*. – 1995. – Vol. 117, no. 1. – P. 123–137.
217. Jonsson S. The circulation in the northern part of the Denmark Strait and its variability / *ICES CM*. – 1999. – Vol. 50, no. 6. – URL: <https://www.ices.dk/sites/pub/CM%20Documents/1999/L/L0699.pdf> (дата обращения: 21.05.2022).
218. Josey S. A., Gulev S. , Yu L. [et al.]. Exchanges through the ocean surface // *International Geophysics*. – 2013. – Vol. 103. – P. 115–140.
219. Josey S. A. Smith S. R. Guidelines for evaluation of air–sea heat, freshwater and momentum flux datasets // *CLIVAR*

- Global Synthesis and Observations Panel (GSOP). – 2006.
– Report 12.
220. Justino F. Northern Hemisphere extratropical turbulent heat fluxes in ASRv2 and global reanalyses // *Journal of Climate*. – 2019. – Vol. 32, no. 7. – P. 2145–2166.
221. Kageyama M., Merkel U., Otto–Bliesner B. Climatic impacts of fresh water hosing under Last Glacial Maximum conditions: a multi-model study // *Climate of the Past*. – 2013. – Vol. 9, no. 2. – P. 935–953. DOI 10.5194/cp-9-935-2013.
222. Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R. [et al.]. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project // *Bulletin of the American meteorological Society*. – 1996. – Vol. 77, no. 3. – P. 437–471.
223. Kanamitsu M., Ebisuzaki W. , Woollen J. [et al.]. NCEP-DOE AMIP-II Reanalysis (R-2) // *Bulletin of the American Meteorological Society*. – 2002. – P. 1631–1643. DOI 10.1175/BAMS-83-11-1631
224. Kendall M. G. Rank Correlation Methods. London, U.K.: Charles Griffin, 1975.
225. Kerr R. A. A North Atlantic climate pacemaker for the centuries // *Science*. – 2000. – Vol. 288, no. 5473. – P. 1984–1985.
226. Kerr R. A., Dotto T. S., Mata M. M. Three decades of deep water mass investigation in the Weddell Sea (1984–2014): temporal variability and changes // *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*. – 2018. – Vol. 149. – P. 70–83.
227. Kieke D., Yashayaev I. Studies of Labrador Sea Water formation and variability in the subpolar North Atlantic in the light of international partnership and cooperation //

- Progress in Oceanography. – 2015. – Vol. 132. – P. 220–232. DOI 10.1016/j.pocean.2014.12.010.
228. Kieke D., Water mass circulation and variability in the subpolar North Atlantic : Ph.D. thesis / D. Kieke. – Universit at Bremen, 2005. – 153 p.
229. Kissel C., Laj C., Labeyrie L. Rapid climatic variations during marine isotopic stage 3: Magnetic analysis of sediments from Nordic seas and North Atlantic // Earth and Planetary Science Letters. – 1999. – Vol. 171. – P. 489–502. DOI 10.1016/S0012-821X(99)00162-4.
230. Knight J., Allan R., Folland C. A signature of persistent natural thermohaline circulation cycles in observed climate // Geophysical Research Letters. – 2005. – Vol. 32. – L20708. DOI 10.1029/2005GL024233.
231. Koman G. E. Circulation and Overturning in the Eastern North Atlantic Subpolar Gyre : thesis. – University of Miami, 2020.
232. Kostov Y., Armour K. C., Marshall J. Impact of the Atlantic meridional overturning circulation on ocean heat storage and transient climate change // Geophysical Research Letters. – 2014. – Vol. 41, no. 6. – P. 2108–2116. DOI 10.1002/2013GL058998.
233. Krasovskiy Y., Stone P. H. Destabilization of the thermohaline circulation by atmospheric transports: An analytic solution // Journal of Climate. – 1998. – Vol. 11. – P. 1803–1811.
234. Krauss W. Currents and mixing in the Irminger Sea and in the Iceland Basin // Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1995. – Vol. 100, no. C6. – P. 10851–10871.
235. Kuhlbrodt T., Rahmstorf S., Zickfeld K. An integrated assessment of changes in the thermohaline circulation //

- Climatic Change. – 2009. – Vol. 96, no. 4. – P. 489–537.
DOI 10.1007/s10584-009-9561-y.
236. Kuhlbrodt T. On Sandström's inferences from his tank experiments: a hundred years later // *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*. – 2008. – Vol. 60, no. 5. – P. 819–836.
237. Kuhlbrodt T. On the driving processes of the Atlantic meridional overturning circulation // *Reviews of Geophysics*. – 2007. – Vol. 45, no. 2.
238. Kumar A., Yadav J., Mohan R. Global warming leading to alarming recession of the Arctic sea-ice cover: Insights from remote sensing observations and model reanalysis // *Heliyon*. – 2020. – Vol. 6, no. 7. – e04355.
239. Kunze E. The internal-wave-driven meridional overturning circulation // *Journal of Physical Oceanography*. – 2017. – Vol. 47, no. 11. – P. 2673–2688.
240. Kushnir Y. Interdecadal variations in North Atlantic sea surface temperature and associated atmospheric conditions // *Journal of Climate*. – 1994. – Vol. 7, no. 1. – P. 141–157.
DOI 10.1175/1520-0442(1994)007<0141:IVINAS>2.0.CO;2.
241. L'Ecuyer T. S. The Observed State of the Energy Budget in the Early Twenty-First Century // *Journal of Climate*. – 2015. – Vol. 28, no. 21. – P. 8319–8346. DOI 10.1175/jcli-d-14-00556.1.
242. Large W. G., Yeager S. G. Diurnal to decadal global forcing for ocean and sea-ice models: the data sets and flux climatologies. Boulder: National Center for Atmospheric Research, 2004. – 112 p.
243. Latif M., Böning C., Willebrand A. [et al.]. Decadal to multidecadal variability of the Atlantic MOC: mechanisms

- and predictability // *Ocean Circulation: Mechanisms and Impacts – Past and Future Changes of the Ocean's Meridional Overturning* / Ed. by A. Schmittner, J. Chiang, S. Hemming. – Washington D.C. : AGU, 2007. – P. 149–166. – (AGU Monograph ; vol. 173). DOI 10.1029/173GM11.
244. Latif M., Böning C., Willebrand A. Is the thermohaline circulation changing // *Journal of Climate*. – 2006. – Vol. 19, no. 18. – P. 4631–4637. DOI 10.1175/JCLI3876.1.
245. Lazier J. R. N., Hendry R. M., Clarke R. A. Convection and restratification in the Labrador Sea, 1990–2000 // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. – 2002. – Vol. 49, no. 10. – P. 1819–1835.
246. Le Bars D., Dijkstra H., De Ruijter W. Impact of the Indonesian throughflow on Agulhas leakage // *Ocean Science*. – 2013. – Vol. 9. – P. 773–785. DOI 10.5194/os-9-773-2013.
247. LeBel D. A. The formation rate of North Atlantic Deep Water and Eighteen Degree Water calculated from CFC-11 inventories observed during WOCE // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. – 2008. – Vol. 55, no. 8. – P. 891–910.
248. LeGrand P., Wunsch C. Constraints from paleotracer data on the North Atlantic circulation during the last glacial maximum // *Paleoceanography*. – 1995. – Vol. 10, no. 6. – P. 1011–1045.
249. LeGrande A. N., Schmidt G. A., Shindell D. T. Consistent simulations of multiple proxy responses to an abrupt climate change event // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. – 2006. – Vol. 103, no. 4. – P. 837–842. DOI 10.1073/pnas.0510095103.

250. Levermann A., Griesel A., Hofmann M. Dynamic sea level changes following changes in the thermohaline circulation // *Climate Dynamics*. – 2005. – Vol. 24, no. 4. – P. 347–354. DOI 10.1007/s00382-004-0505-y.
251. Lippold J., Grützner J., Winter D. [et al.]. Does sedimentary $^{231}\text{Pa}/^{230}\text{Th}$ from the Bermuda Rise monitor past Atlantic meridional overturning circulation // *Geophysical Research Letters*. – 2009. – Vol. 36. – L12601.
252. Little C. M., Piecuch C. G., Ponte R. M. On the relationship between the meridional overturning circulation, alongshore wind stress, and United States East Coast sea level in the Community Earth System Model Large Ensemble // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2017. – Vol. 122, no. 6. – P. 4554–4568. DOI 10.1002/2017JC012713.
253. Liu J., Curry J. A. Variability of the tropical and subtropical ocean surface latent heat flux during 1989–// *Geophysical Research Letters*. – 2006. – Vol. 33, no. 5. DOI 10.1146/annurev-marine-120408-15145.
254. Liu W., Liu Z. A diagnostic indicator of the stability of the Atlantic meridional overturning circulation in CCSM3 // *Journal of Climate*. – 2013. – Vol. 26, no. 6. – P. 1926–1938.
255. Liu W., Liu Z. A note on the stability indicator of the Atlantic meridional overturning circulation // *Journal of Climate*. – 2014. – Vol. 27, no. 2. – P. 969–975.
256. Liu W., Fedorov A. V., Xie S. P. Climate impacts of a weakened Atlantic Meridional Overturning Circulation in a warming climate // *Science advances*. – 2020. – Vol. 6, no. 26. – eaaz4876. DOI 10.1126/sciadv.aaz4876.
257. Liu W., Fedorov A. V. Global climate impacts of Arctic sea ice loss mediated by the Atlantic Meridional Overturning

- Circulation // Geophysical Research Letters. – 2016. – Vol. 46. – P. 944–952. DOI 10.1029/2018GL080602.
258. Liu W., Xie S. P., Liu Z. Overlooked possibility of a collapsed Atlantic Meridional Overturning Circulation in warming climate // Science Advances. – 2017. – Vol. 3, no. 1. – e1601666. DOI 10.1126/sciadv.1601666.
259. Liu W., Fedorov A. V., Sévellec F. The mechanisms of the Atlantic Meridional Overturning Circulation slowdown induced by Arctic sea ice decline // Journal of Climate. – 2019. – Vol. 32. – P. 977–996.
260. Liu Z., Zhang S., Shen Y. [et al.]. A study of capturing Atlantic meridional overturning circulation (AMOC) regime transition through observation-constrained model parameters, Nonlin // Processes Geophys. – 2021. – Vol. 28. – P. 481–500. DOI 10.5194/npg-28-481-2021.
261. Locarnini R. A., Mishonov V., Antonov J. I. World Ocean Atlas 2005, Vol. 1: Temperature. NOAA Atlas NESDIS 61. Washington, D.C.: U.S. Gov. Printing Office, 2006. – 182 p.
262. Loeb N. G., Wielicki B. A., Doelling D. R. Toward optimal closure of the Earth’s top-of-atmosphere radiation budget // Journal of Climate. – 2009. – Vol. 22, no. 3. – P. 748–766. DOI 10.1175/2008JCLI2637.1.
263. Lohmann G., Schneider J. Dynamics and predict- ability of Stommel’s box model: A phase space perspective with implications for decadal climate variability // Tellus A. –
264. Lohmann J., Ditlevsen P. D. Risk of tipping the overturning circulation due to increasing rates of ice melt // Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2021. – Vol. 118, no. 9. – e2017989118. DOI 10.1073/pnas.2017989118.

265. H. Longworth, Marotzke J., Stocker T. F. Ocean gyres and abrupt change in the thermohaline circulation: A conceptual analysis // *Journal of Climate*. – 2005. – Vol. 18, no. 13. – P. 2403–2416.
266. Lucarini V., Stone P. H. Thermohaline circulation stability: a box model study. Part II: coupled atmosphere–ocean model // *Journal of Climate*. – 2005. – Vol. 18, no. 4. – P. 514–529.
267. Lucarini V., Stone P. H. Thermohaline circulation stability: A box model study. Part I: Uncoupled model // *Journal of Climate*. – 2005. – Vol. 18, no. 4. – P. 501–513.
268. Lumpkin R., Speer K. Global ocean meridional overturning // *Journal of Physical Oceanography*. – 2007. – Vol. 37. – P. 2550–2562.
269. Lynch-Stieglitz, J. The Atlantic meridional overturning circulation and abrupt climate change // *Annual Review of Marine Science*. – 2017. – Vol. 9. – P. 83–104.
270. MacAyeal D. R. Binge/purge oscillations of the Laurentide ice sheet as a cause of the North Atlantic's Heinrich events // *Paleoceanography*. – 1993. – Vol. 8, no. 6. – P. 775–784.
271. Manabe S., Stoufer R. J. Two stable equilibria of a coupled ocean–atmosphere model // *Journal of Climate*. – 1988. – Vol. 1. – P. 841–866.
272. Mann H. B. Non-parametric test against trend // *Econometrica*. – 1945.
273. Mann M. E., Emanuel K. A. Atlantic hurricane trends linked to climate change // *Eos, Transactions American Geophysical Union*. – 2006. – Vol. 87, no. 24. – P. 233–241. DOI 10.1029/2006EO240001.
274. Mann M. E., Park J. Global scale modes of surface temperature variability on interannual to century timescales

- // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. – 1994. – Vol. 99, no. D12. – P. 25819–25833. DOI:10.1029/94JD02396.
275. Mantua, N. J. A, Hare S. R., Zhang Y. [et al.]. Pacific interdecadal climate oscillation with impacts on salmon production // Bulletin of the American Meteorological Society. – 1997. – Vol. 78, № 6. – P. 1069–1079. DOI 10.1175/1520-0477(1997)078<1069:APICOW>2.0.CO;2.
276. Marotzke J., P. H. Stone. Atmospheric heat transports, the thermohaline circulation, and flux adjustments in a simple coupled model // Journal of Physical Oceanography. – 1995. – Vol. 25. – P. 1350–1364.
277. Marotzke J. Instabilities and multiple equilibria of the thermohaline circulation: дисс. Kiel: Institut für Meereskunde, 1990. – 126 p.
278. Marshall J., Donohoe A., Ferreira D. [et al.]. The ocean's role in setting the mean position of the InterTropical Convergence Zone // Climate Dynamics. – 2014. – Vol. 42, issue 7–8. – P. 1967–1979. DOI 10.1007/s00382-013-1767-z.
279. Marshall J., Armour K. C., Scott J. R. The ocean's role in polar climate change: asymmetric Arctic and Antarctic responses to greenhouse gas and ozone forcing // AGUFM. – 2013. – Vol. 2013. – A42C-01. DOI 10.1098/rsta.2013.0040.
280. Marshall J., Donohoe A., Ferreira D. [et al.]. The ocean's role in setting the mean position of the Inter-Tropical Convergence Zone // Climate Dynamics. – 2014. – Vol. 42, no. 7–8. – P. 1967–1979. DOI 10.1007/s00382-013-1767-z.
281. Marshall J., Scott J. R., Armour K. C. The ocean's role in the transient response of climate to abrupt greenhouse gas

- forcing // *Climate Dynamics*. – 2015. – Vol. 44, no. 7–8. – P. 2287–2299. DOI 10.1007/s00382-014-2308-0.
282. Marshall J., Speer K. Closure of the meridional overturning circulation through Southern Ocean upwelling // *Nature Geoscience*. – 2012. – Vol. 5, no. 3. – P. 171–180. DOI: 10.1038/NGEO1391.
283. Mauritzen C., Melsom A., Sutton R. T. Importance of density-compensated temperature change for deep North Atlantic Ocean heat uptake // *Nature Geoscience*. – 2012. – Vol. 5, no. 12. – P. 905–910.
284. McDougall T. J., Barker P. M. Getting started with TEOS-10 and the Gibbs Seawater (GSW) Oceanographic Toolbox // *SCOR/IAPSO WG*. – 2011. – Vol. 127. – P. 1–28.
285. McManus J. F., Francois R., Gherardi J. M. Collapse and rapid resumption of Atlantic meridional circulation linked to deglacial climate changes // *Nature*. – 2004. – Vol. 428. – P. 834–837. DOI 10.1038/nature02494.
286. Meincke J., Bott M. H. P., Saxov S. [et al.]. The modern current regime across the Greenland-Scotland Ridge // *Structure and Development of the Greenland-Scotland Ridge—new methods and concepts*. – New York: Plenum Press, 1983. – P. 637–650.
287. Mensch M., Bayer R., Bullister J. L. The distribution of tritium and CFCs in the Weddell Sea during the mid-1980s // *Progress in Oceanography*. – 1997. – Vol. 38. – P. 377–414.
288. Mensch M., Smethie Jr. W. M., Schlosser P. [et al.]. Transient tracer observations from the western Weddell Sea during the drift and recovery of Ice Station Weddell // *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at Antarctic Continental Margins*. – Washington: American Geophysical Union, 1998. – P. 241–256.

289. Mensch M., Simon A., Bayer R. Tritium and CFC functions for the Weddell Sea // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1998. – Vol. 103, no. C8. – P. 15923–15937.
290. Meredith M. P., Watson A. J., Van Scoy K. A. [et al.] Chlorofluorocarbon-derived formation rates of the deep and bottom waters of the Weddell Sea // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2001. – T. 106. – №. C2. – C. 2899-2919.
291. Mix A. C., Bard E., Schneider R. Environmental processes of the ice age: land, oceans, glaciers (EPILOG) // *Quaternary Science Reviews*. – 2001. – Vol. 20. – P. 627–657.
292. Morozov E., Demidov A., Tarakanov R. *Abyssal Channels in the Atlantic Ocean: Water Structure and Flows*. Dordrecht: Springer, 2010. – 266 p.
293. Morozov E. G., Tarakanov R., Frey D. I. *Deep Water Masses of the South and North Atlantic // Bottom Gravity Currents and Overflows in Deep Channels of the Atlantic Ocean*. – Cham: Springer, 2021. – P. 1–42. DOI 10.1007/978-3-030-83074-8_1.
294. Msadek R., Frankignoul C. Atlantic multidecadal oceanic variability and its influence on the atmosphere in a climate model // *Climate Dynamics*. – 2009. – Vol. 33, no. 1. – P. 45–62. DOI 10.1007/s00382-008-0452-0.
295. Muench R. D., Gordon A. L. Circulation and transport of water along the western Weddell Sea margin // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1995. – Vol. 100. – P. 18503–18515.
296. Munk W., Wunsch C. *Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing // Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. – 1998. – Vol. 45, no. 12. – P. 1977–2010. DOI 10.1016/S0967-0637(98)00070-3.

297. Munk W. H. Abyssal recipes // *Deep Sea Research*. – 1966. – Vol. 13, no. 4. – P. 707–730.
298. Murphy L. N., Bellomo K., Cane M. The role of historical forcings in simulating the observed Atlantic multidecadal oscillation // *Geophysical Research Letters*. – 2017. – Vol. 44, no. 5. – P. 2472–2480. DOI 10.1002/2016GL071337.
299. Nakamura M., Stone H., Marotzke J. Destabilization of the thermohaline circulation by atmospheric eddy transports // *Journal of Climate*. – 1994. – Vol. 7. – P. 1870–1882.
300. Naveira Garabato A. C., Heywood K. J., Stevens D. P. Modification and pathways of Southern Ocean deep waters in the Scotia Sea // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. – 2002. – Vol. 49. – P. 681–705.
301. Naveira Garabato A. C., McDonagh E. L., Stevens D. P. [et al.]. On the export of Antarctic Bottom Water from the Weddell Sea // *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*. – 2002. – Vol. 49. – P. 4715–4742.
302. North, G. K. Theory of energy balance climate models // *Journal of Atmospheric Sciences*. – 1975. – Vol. 32. – P. 2033–2043.
303. Olbers D. A., Imkeller P. , von Storch J. S. Gallery of simple models from climate physics // *Stochastic Climate Models. Progress in Probability*. – Basel : Birkhäuser, 2001. – Vol. 49. – P. 3–63. DOI 10.1007/978-3-0348-8287-3_1.
304. Olsen S. M., Hansen B., Quadfasel D. [et al.]. Observed and modelled stability of overflow across the Greenland-Scotland ridge // *Nature*. – 2008. – Vol. 455. – P. 519–523. DOI 10.1038/nature07302.
305. Orsi A. H. , Johnson G. C., Bullister J. L. Circulation, mixing, and the production of Antarctic Bottom Water //

- Progress in Oceanography. – 1999. – Vol. 43, no. 1. – P. 55–109.
306. Orsi A. H., Smethie W. M., Bullister J. L. On the total input of Antarctic waters to the deep ocean: a preliminary estimate from chlorofluorocarbon measurements // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2002. – Vol. 107. – 3122. DOI 10.1029/2001JC000976.
307. Ortega P., Robson J., Sutton R. T. Mechanisms of decadal variability in the Labrador Sea and the wider North Atlantic in a high-resolution climate model // *Climate Dynamics*. – 2017. – Vol. 49, no. 7–8. – P. 2625–2647. DOI 10.1007/s00382-016-3467-y.
308. Pardaens A. K., Gregory J. M., Lowe J. A. A model study of factors influencing projected changes in regional sea level over the twenty-first century // *Climate Dynamics*. – 2011. – Vol. 36, no. 9–10. – P. 2015–2033. DOI 10.1007/s00382-009-0738-x.
309. Park, Y. G. The Stability of Thermohaline Circulation in a Two-Box Model // *Journal of Physical Oceanography*. – 1999. – Vol. 29. – P. 3101–3110.
310. Parsons L. A., Yin J., Overpeck J. T. Influence of the Atlantic Meridional Overturning Circulation on the monsoon rainfall and carbon balance of the American tropics // *Geophysical Research Letters*. – 2014. – Vol. 41, no. 1. – P. 146–151. DOI 10.1002/2013gl058454.
311. Pasquero C., Tziperman E. Effects of a wind-driven gyre on thermohaline circulation variability // *Journal of Physical Oceanography*. – 2004. – Vol. 34, no. 4. – P. 805–816.
312. Patterson S. L., Whitworth T. Physical oceanography Glasby GP Antarctic sector of the Pacific // *Elsevier Oceanographic Series*. – 1990. – Vol. 51. – P. 55–93.

313. Pekárová P., Miklánek P., Pekár J. Spatial and temporal runoff oscillation analysis of the main rivers of the world during the 19th–20th centuries // *Journal of Hydrology*. – 2003. – Vol. 274, no. 1. – P. 62–79.
314. Perovich D., Meier W., Tschudi M. Arctic report card 2020: Sea ice. NOAA, 2020. – 10 p. – DOI 10.25923/n170-9h57.
315. Peterson B. J., McClelland J., Curry R. [et al.]. Trajectory shifts in the Arctic and subarctic freshwater cycle // *Science*. – 2006. – Vol. 313, issue 5790. – P. 1061–1066.
316. Petit T., Lozier M. S., Josey S. A. Atlantic Deep Water Formation Occurs Primarily in the Iceland Basin and Irminger Sea by Local Buoyancy Forcing // *Geophysical Research Letters*. – 2020. – Vol. 47, no. 22. – e2020GL091028. DOI 10.1029/2020GL091028.
317. Piotrowski A. M., Goldstein S. L., Hemming S. R. Temporal relationships of carbon cycling and ocean circulation at glacial boundaries // *Science*. – 2005. – Vol. 307. – P. 1933–1938. DOI 10.1126/science.1104883.
318. Polonskii A. B. On the mechanism of decadal oscillations in the ocean–atmosphere system // *Physical Oceanography*. – 2002. – Vol. 12, no. 1. – P. 1–9. DOI 10.1023/A:1014669313384.
319. Purkey S. G., Johnson G. C. Warming of global abyssal and deep Southern Ocean waters between the 1990s and 2000s: Contributions to global heat and sea level rise budgets // *Journal of Climate*. – 2010. – Vol. 23. – P. 6336–6351. DOI 10.1175/2010JCLI3682.1.
320. Rahmstorf, S. Ocean circulation and climate during the past 120000 years // *Nature*. – 2002. – Vol. 419, no. 6903. – P. 207–214.

321. Rahmstorf S. Decadal variability of the thermohaline ocean circulation // *Beyond El Nino: Decadal and interdecadal climate variability*. – Berlin: Springer, 1999. – P. 309–332.
322. Rahmstorf S. On the freshwater forcing and transport of the Atlantic thermohaline circulation // *Climate Dynamics*. – 1996. – Vol. 12. – P. 799–811.
323. Rahmstorf, S. Thermohaline circulation hysteresis: a model intercomparison // *Geophysical Research Letters*. – 2005. – Vol. 32. – L23605.
324. Rahmstorf, S. Thermohaline Ocean Circulation. *Encyclopedia of Quaternary Sciences*. – Amsterdam : Elsevier, 2006. – P. 1–10.
325. Randall D. A., Wood R. A., Bony S. [et al.]. *Climate Models and Their Evaluation // Climate Change 2007: The Physical Science Basis : Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press, 2007. – Vol. 32. – P. 10013–2473.
326. Rhein M., Steinfeldt R., Kieke D. [et al.]. Ventilation variability of Labrador Sea Water and its impact on oxygen and anthropogenic carbon: a review // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. – 2017. – Vol. 375, issue 2102. – P. 20160321. DOI 10.1098/rsta.2016.0321.
327. Rintoul S. R., Jacobs S. S., Weiss R. F. On the origin and influence of Adélie Land Bottom Water. *Ocean, Ice, and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin // Antarctic Research Series*. – 1998. – Vol. 75. – P. 151–171.

328. Roberts C. D., Garry F. K., Jackson L. C. A multimodel study of sea surface temperature and subsurface density fingerprints of the Atlantic meridional overturning circulation // *Journal of Climate*. – 2013. – Vol. 26, no. 22. – P. 9155–9174. DOI 10.1175/JCLI-D-12-00762.1.
329. Robinson A., Stommel H. The oceanic thermocline and the associated thermohaline circulation // *Tellus*. – 1959. – Vol. 2. – P. 295–308.
330. Robson J., Ortega P., Sutton R. A reversal of climatic trends in the North Atlantic since 2005 // *Nature Geoscience*. – 2016. – Vol. 9, no. 7. – P. 513–517. DOI 10.1038/ngeo2727.
331. Romanova, V. Sea surface freshwater flux estimates from GECCO, HOAPS and NCEP // *Tellus A*. – 2010. – Vol. 62, no. 4. – P. 435–452.
332. Ronald G., McCarty W., Suarez M. J. et al. The Modern-Era Retrospective Analysis for Research and Applications, Version 2 (MERRA-2) // *Journal of climate* — 2017. — Vol. 30. — P. 5419—5454
333. Rooth C. Hydrology and ocean circulation // *Progress in Oceanography*. – 1982. – Vol. 1. – P.131–149.
334. Ruddick B., Zhang L. Qualitative behavior and nonoscillation of Stommel’s thermohaline box model // *Journal of Climate*. – Vol. 9. – P. 2768–2777.
335. Rudels B., Fahrbach E., Meincke J. The East Greenland Current and its contribution to the Denmark Strait overflow // *ICES Journal of Marine Sciences*. – 2002. – Vol. 59. – P. 1133–1154.
336. Saltzman B. *Dynamical Paleoclimatology: Generalized Theory of Global Climate Change*. San Diego: Academic Press, 2002.

337. Sandström J. W. Dynamische Versuche mit Meerwasser // *Annalen der Hydrographie und maritimen Meteorologie, Zeitschrift für Seefahrt- und Meereskunde*. – 1908. – Vol. 36. – P. 6–23.
338. Sandström J. W., Göteborgs K. Meteorologische Studien im Schwedischen Hochgebirge // *Vetensk. Vitterhetssamhällets Handkl.* – 1916. – Vol. 27. – P. 48.
339. Santoso A., England M. H. Antarctic Bottom Water variability in a coupled climate model // *Journal of Physical Oceanography*. – 2008. – Vol. 38, no. 9. – P. 1870–1893.
340. Sarafanov A., Falina A., Sokov A. Warming and salinification of intermediate and deep waters in the Irminger Sea and Iceland Basin in 1997–2006 // *Geophysical Research Letter*. – 2007. – Vol. 34. – L23609. DOI 10.1029/2007GL031074.
341. Sarafanov A., Falina A., Sokov A. Intense warming and salinification of intermediate waters of southern origin in the eastern subpolar North Atlantic in the 1990s to mid-2000s // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2008. – Vol. 113. – 12022. DOI 10.1029/2008JC004975
342. Sarafanov A. Recent changes in the Greenland–Scotland overflow derived water transport inferred from hydrographic observations in the southern Irminger Sea // *Geophysical Research Letters*. – 2009. – Vol. 36, no. 13. – P. 1–6.
343. Schiller A., Mikolajewicz U., Voss R. The stability of the North Atlantic thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere general circulation model // *Climate Dynamics*. – 1997. – Vol. 13. – P. 325–347. DOI 10.1007/s003820050169.

344. Schlesinger M. E., Yin J., Yohe G. [et al.]. Assessing the risk of a collapse of the Atlantic thermohaline circulation // *Avoiding Dangerous Climate Change*. – Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2006. – Vol. 392.
345. Schlesinger M. E., Ramankutty N. An oscillation in the global climate system of period 65–70 years // *Nature*. – 1994. – Vol. 367, no. 6465. – P. 723–726.
346. Schloesser F. The Atlantic Meridional Overturning Circulation and the Cabbeling // *Journal of Physical Oceanography*. – 2020. – Vol. 50, no. 9. – P. 2561–2572.
347. Schmittner A., Stocker T. F. The stability of the thermohaline circulation in global warming experiments // *Journal of Climate*. – 1999. – Vol. 12. – P. 1117–1127.
348. Schneider T., Bischoff T., Haug G. H. Migrations and dynamics of the intertropical convergence zone // *Nature*. – 2014. – Vol. 513, no. 7516. – P. 45–53.
349. Scott J. R., Marotzke J., Stone P. H. Interhemispheric Thermohaline Circulation in a Coupled Box Model // *Journal of Physical Oceanography*. – 1999. – Vol. 29. – P. 351–365.
350. Romanova V, Köhl A., Stammer D. [et al.]. Sea surface freshwater flux estimates from GECCO, HOAPS and NCEP / V. Romanova // *Tellus A*. – 2010. – Vol. 62, no. 4. – P. 435–452. DOI 10.1111/j.1600-0870.2010.00447.x.
351. Sévellec F., Fedorov A. V., Liu W. Arctic sea-ice decline weakens the Atlantic Meridional Overturning Circulation // *Nature Climatic Change*. – 2017. – Vol. 7, no. 8. – P. 604.
352. Shaffer G., Olsen S. M. Sensitivity of the thermohaline circulation and climate to ocean exchanges in a simple coupled model // *Climate Dynamics*. – 2001. – Vol. 17. – P. 433–444.

353. Shen Y., Guan Y. P., Liang C. J. [et al.]. A three-box model of thermohaline circulation under the energy constraint // Chinese Physics Letters. – 2011. – Vol. 28, no. 5. – 059201. DOI 10.1088/0256-307x/28/5/059201
354. Shepheld T. G. Nonlinear saturation of baroclinic instability. Part III: Bounds on the energy // Journal of the Atmospheric Sciences. – 1993. – Vol. 50. – P. 2697–2709.
355. Shepherd T. G. Nonlinear saturation of baroclinic instability. Part II: Continuously stratified fluid // Journal of the Atmospheric Sciences. – 1989. – Vol. 46. – P. 888–907.
356. Sloyan B. M., Rintoul R. The Southern Ocean limb of the global deep overturning circulation // Journal of Physical Oceanography. – 2001. – Vol. 31. – P. 143–173.
357. Smeed D. A., Josey S. A., Beaulieu C. The North Atlantic Ocean is in a state of reduced overturning // Geophysical Research Letters. – 2018. – Vol. 45. – P. 1527–1533. DOI 10.1002/2017GL076350
358. Smethie Jr. W. M., Fine R. A. Rates of North Atlantic Deep Water formation calculated from chlorofluorocarbon inventories // Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 2001. – Vol. 48, no. 1. – P. 189–215.
359. Smethie Jr. W. M., Swift J. H. The Tritium–Krypton–85 Age of Denmark Strait Overflow Water and Gibbs Fracture Zone Water Just South of Denmark Strait // Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1989. – Vol. 94, no. C6. – P. 8265–8275.
360. Smith B. Pervasive ice sheet mass loss reflects competing ocean and atmosphere processes // Science. – 2020. – Vol. 368. – P. 1239–1242.
361. Srokosz M., Danabasoglu G., Patterson M. Atlantic meridional overturning circulation: reviews of observational

- and modeling advances – an introduction // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2021. – Vol. 26, no. 1. – e2020JC016745.
362. St. Laurent L., Garrett C. The role of internal tides in mixing the deep ocean // *Journal of Physical Oceanography*. – 2002. – Vol. 32, no. 10. – P. 2882–2899.
363. Stocker T. F., Schmittner A. Influence of CO₂ emission rates on the stability of the thermohaline circulation // *Nature*. – 1997. – Vol. 388. – P. 862–864.
364. Stocker T. F. Past and future reorganizations in the climate system // *Quaternary Science Reviews*. – 2000. – Vol. 19, no. 1. – P. 301–319.
365. Stommel H. A survey of ocean current theory // *Deep Sea Research*. – 1957. – Vol. 4. – P. 149–184. DOI 10.1016/0146-6313(56)90048-X.
366. Stommel H., Rooth C. On the interaction of gravitational and dynamic forcing in simple circulation models // *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*. – 1968. – Vol. 15, no. 2. – P. 165–170.
367. Stommel H. Thermohaline convection with two stable regimes of flow // *Tellus*. – 1961. – Vol. 13. – P. 224–230.
368. Stone P. H., Yao M. S. Development of a two-dimensional zonally averaged statistical-dynamical model. Part III: The parameterization of the eddy fluxes of heat and moisture // *Journal of Climate*. – 1990. – Vol. 3, no. 7. – P. 726–740.
369. Stone P. H., Miller D. A. Empirical relations between seasonal changes in meridional temperature gradients and meridional fluxes of heat // *Journal of Atmospheric Sciences*. – 1980. – Vol. 37. – P. 1708–1721.
370. Stouffer R. J., Yin J., Gregory J.M. Investigating the causes of the response of the thermohaline circulation to past and

- future climate changes // *Journal of Climate*. – 2006. – Vol. 19. – P. 1365–1387.
371. Sun L., Alexander M., Deser C. Evolution of the global coupled climate response to arctic sea ice loss during 1990–2090 and its contribution to climate change // *Journal of Climate*. – 2018. – Vol. 31, no. 19. – P. 7823–7843.
372. Svendsen L., Hetzinger S., Keenlyside N. Marine based multiproxy reconstruction of Atlantic multidecadal variability // *Geophysical Research Letters*. – 2014. – Vol. 41, no. 4. – P. 1295–1300. DOI 10.1002/2013GL059076.
373. Talley L. D., Reid J. L., Robbins P. E. Data-based meridional overturning streamfunctions for the global ocean // *Journal of Climate*. – 2003. – Vol. 16, no. 19. – P. 3213–3226.
374. Talley L. D. Some aspects of ocean heat transport by the shallow, intermediate and deep overturning circulations // *Mechanisms of Global Climate Change at Millennial Time Scales* / Ed. P. U. Clark. – Washington, D.C.: AGU, 1999. – P. 1–22.
375. Tardif R., Hakim G. J., Snyder C. Coupled atmosphere–ocean data assimilation experiments with a low-order climate model // *Climate Dynamics*. – 2014. – Vol. 43, no. 5–6. – P. 1631–1643.
376. Timmermann A., Okumura Y., An S.I. The influence of a weakening of the Atlantic meridional overturning circulation on ENSO // *Journal of Climate*. – 2007. – Vol. 20, no. 19. – P. 4899–4919. DOI 10.1175/JCLI4283.1.
377. Titz S., Kuhlbrodt T., Rahmstorf S. On freshwater dependent bifurcations in box models of the interhemispheric thermohaline circulation // *Tellus*. – 2002. – Vol. 54. – P. 89–98.

378. Toggweiler J. R., Samuels B. On the ocean's large-scale circulation near the limit of no vertical mixing // *Journal of Physical Oceanography*. – 1998. – Vol. 28. – P. 1832–1852.
379. Toggweiler J. R., Samuels B. Effect of Drake Passage on the global thermohaline circulation // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. – 1995. – Vol. 42. – P. 477–500.
380. Toggweiler J. R., Samuels B. Is the magnitude of the deep outflow from the Atlantic ocean actually governed by southern hemisphere winds? // *The Global Carbon Cycle / M. Heimann (ed.)*. – Berlin: Springer-Verlag, 1993. – P. 303–331. DOI 10.1007/978-3-642-84608-3_13.
381. Tokinaga H., Xie S.P. Wave- and Anemometer-based Sea surface Wind (WASWind) for climate change analysis // *Journal of Climate*. – 2011. – Vol. 24. – P. 267–285.
382. Trenberth K. E., Fasullo J. T. Atlantic meridional heat transports computed from balancing Earth's energy locally // *Geophysical Research Letters*. – 2017. – Vol. 44. – P. 1919–1927. DOI 10.1002/2016GL072475
383. Trenberth K. E., Guillemo C. Evaluation of the atmospheric moisture and hydrological cycle in the NCEP/NCAR reanalyses // *Climate Dynamics*. – 1988. – Vol. 14. – P. 213–231.
384. Trenberth K. E., Fasullo J. T., Mackaro J. Atmospheric moisture transports from ocean to land and global energy flows in reanalyses // *Journal of Climate*. – 2011. – Vol. 24, № 18. – P. 4907–4924.
385. Tziperman E., Toggweiler J. R., Feliks Y. [et al.]. Instability of the thermohaline circulation with respect to mixed boundary conditions: Is it really a problem for realistic

- models // *Journal of Physical Oceanography*. – 1994. – Vol. 24, no. 2. – P. 217–232.
386. Tziperman E. Proximity of the present-day thermohaline circulation to an instability threshold // *Journal of Physical Oceanography*. – 2000. – Vol. 30, no. 1. – P. 90–104.
387. Tziperman E., Gildor H. The stabilization of the thermohaline circulation by the temperature–precipitation feedback // *Journal of Physical Oceanography*. – 2002. – Vol. 32, no. 9. – P. 2707–2714.
388. Våge K., Pickart R. S., Spall M. A. Revised circulation scheme north of the Denmark Strait // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. – 2013. – Vol. 79. – P. 20–39. DOI 10.1016/j.dsr.2013.05.007.
389. Våge K., Pickart R. S., Thierry V. [et al.]. Surprising return of deep convection to the subpolar North Atlantic Ocean in winter 2007–2008 // *Nature Geoscience*. – 2009. – Vol. 2, no. 1. – P. 67–72.
390. Valdivieso M., An assessment of air–sea heat fluxes from ocean and coupled // *Climate Dynamics*. – 2017. – Vol. 49, no. 3. – P. 983–1008. DOI 10.1007/s00382-015-2843-3.
391. Van Zanten D. L. Variability of pathways of deep water transport to the Denmark Strait: MS thesis. – 2019. – 69 p.
392. Vaughan D. G., Comiso C., Allison I. [et al.]. Observations: Cryosphere // *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of WorkingGroup I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* / T. F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner [et al.]. – Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press, 2013. – P. 317–382.
393. Vellinga M., Wood R. A. Global climatic impacts of a collapse of the Atlantic thermohaline circulation // *Climatic*

- Change. – 2002. – Vol. 54, no. 3. – P. 251–267. DOI 10.1023/A:1016168827653.
394. Vellinga M., Wood R. A. Impacts of thermohaline circulation shutdown in the twenty-first century // *Climatic Change*. – 2008. – Vol. 91, no. 1–2. – P. 43–63. DOI 10.1007/s10584-006-9146-y.
395. Voet G. On the Nordic Overturning Circulation: Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften im Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg. Hamburg, 2010. – 98 p.
396. Von Schuckmann K., Palmer M. D., Trenberth K. E. [et al.]. Consistency between planetary energy balance and ocean heat storage (CONCEPT-HEAT). A prospectus for the CLIVAR research focus. 2015.
397. Wang W., Huang R. X. An experimental study on thermal circulation driven by horizontal differential heating // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2005. – Vol. 540. – P. 49–73.
398. Wang W.C., Stone P. H. Effect of ice-albedo feedback on global sensitivity in a one-dimensional radiative-convective climate model // *Journal of Atmospheric Sciences*. – 1980. – Vol. 37. – P. 545–552.
399. Weaver A. J., Hughes T. M. C. Stability and Variability of the Thermohaline Circulation and its Link to Climate // *Trends in Physical Oceanography / Council of Scientific Research Integrations*. – Trivandrum, India, 1992. – Vol. 1. – P. 15–70.
400. Weijer W., Cheng W., Drijfhout S. S. [et al.]. Stability of the Atlantic Meridional Overturning Circulation: A review and synthesis // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2019. – Vol. 124, no. 8. – P. 5336–5375. DOI 10.1029/2019JC015083.

401. Weiss R. F., Östlund H. G., Craig H. Geochemical studies of the Weddell Sea // Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 1979. – Vol. 26. – P. 1093–1120.
402. Welander P. A simple heat-salt oscillator // Dynamics of Atmospheres and Oceans. – 1982. – Vol. 6, no. 4. – P. 233–242.
403. Welander P. Thermohaline effects in the ocean circulation and related simple models // Large-Scale Transport Processes in Oceans and Atmosphere. – Amsterdam : Springer, 1986. – P. 163–200.
404. Weppernig R., Schlosser P., Khatiwala S. Isotope data from Ice Station Weddell: implications for deep water formation in the Weddell Sea // Journal of Geophysical Research. – 1996. – Vol. 101. – P. 25723–25739.
405. WGASF 2000: Intercomparison and validation of ocean–atmosphere energy flux fields: Final report of the Joint WCRP/SCOR Working Group on Air–Sea Fluxes (WGASF) / P. K. Taylor (ed.). – 306 p.
406. Whitehead J. A. Thermohaline ocean processes and models // Annual Review of Fluid Mechanics. – 1995. – Vol. 27, no. 1. – P. 89–113.
407. Whitworth T., Orsi A. , Kim S.-J. [et al.]. Water masses and mixing near the Antarctic slope front // Ocean, Ice, and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin Geophys. Monogr., Vol. 75/ Washington, DC : American Geophysical Union, 1998. – P. 1–27. – (Antarctic Research Series). DOI:10.1029/AR075p0001.
408. Williams M. O., Sherwin T. J. Mesoscale Dynamics in the Faroes Channels: Offshore Technology Report. – 2001. – Vol. 057.

409. Williamson M., Collins M., Drijfhout S. Effect of AMOC collapse on ENSO in a high resolution general circulation model // *Climate Dynamics*. – 2017. – Vol. 50. – P. 1–16. DOI 10.1007/s00382-017-3756-0.
410. Wood R. A., Vellinga M., Thorpe R. Global warming and thermohaline circulation stability // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. – 2003. – Vol. 361, no. 1810. – P. 1961–1975. DOI 10.1098/rsta.2003.1245.
411. Woollings T., Gregory J. M., Pinto J. G. Response of the North Atlantic storm track to climate change shaped by ocean–atmosphere coupling // *Nature Geoscience*. – 2012. – Vol. 5, no. 5. – P. 313–317. DOI 10.1038/NGEO1438.
412. Wunsch C., Ferrari R. Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans // *Annual Review of Fluid Mechanics*. – 2004. – Vol. 36. – P. 281–314. DOI 10.1146/annurev.fluid.36.050802.122121.
413. Xu X., Bower A., Furey H. Variability of the Iceland–Scotland Overflow water transport through the Charlie–Gibbs Fracture Zone: results from an eddy simulation and observations // *Journal of Geophysical Research. Oceans*. – 2018. – Vol. 123. – P. 5808–5823.
414. Yadav J., Kumar A., Mohan R. Dramatic decline of Arctic sea ice linked to global warming // *Natural Hazards*. – 2020. – Vol. 103, no. 2. – P. 2617–2621.
415. Yang F., Sun X., Duan J. On the abrupt change of the maximum likelihood state in a simplified stochastic thermohaline circulation system // *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. – 2021. – Vol. 31, no. 2. – 021103. DOI 10.1063/5.0037083.

416. Yang H., Zhao Y., Liu Z. Understanding Bjerknes compensation in atmosphere and ocean heat transports using a coupled box model // *Journal of Climate*. – 2016. – Vol. 29, issue 6. – P. 2145–2160.
417. Yaremchuk M. A, Nechaev D., Schroter J. dynamically consistent analysis of circulation and transports in the southwestern Weddell Sea // *Annales Geophysicae*. – 1998. – Vol. 16. – P. 1024–1038.
418. Yashayaev I. Changing freshwater content: Insights from the subpolar North Atlantic and new oceanographic challenges // *Progress in Oceanography*. – 2007. – Vol. 73, no. 3. – P. 203–209.
419. Yashayaev I., Loder J. W. Enhanced production of Labrador Sea water in 2008 // *Geophysical Research Letters*. – 2009. – Vol. 36, no. 1. – L01606.
420. Yashayaev I., Loder J. W. Enhanced production of Labrador Sea Water in 2008 // *Geophysical Research Letters*. – 2009. – Vol. 36. – L01606. DOI:10.1029/2008GL036162.
421. Yashayaev I., Loder J. W. Further intensification of deep convection in the Labrador Sea in 2016 // *Geophysical Research Letters*. – 2017. – Vol. 44, no. 3. – P. 1429–1438.
422. Yashayaev I. Hydrographic changes in the Labrador Sea, 1960–2005 // *Progress in Oceanography*. – 2007. – Vol. 73, no. 3–4. – P. 42–276.
423. Yashayaev I., Loder J. W. Recurrent replenishment of Labrador Sea Water and associated decadal–scale variability // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2016. – Vol. 121. – P. 8095–8114. DOI 10.1002/2016JC012046.
424. Yashayaev I., Bersch M., van Aken H. M. Spreading of the Labrador Sea Water to the Irminger and Iceland basins //

- Geophysical Research Letters. – 2007. – Vol. 34, no. 10. – L10602.
425. Yashayaev I., Greenan B. J. W. Scientific Council Meeting– June 2012 / (Serial No. N6042 NAFO SCR Doc. 12/18).
426. Yashayaev I., Kieke D. History of Labrador Sea Water Production Revisited // Ocean Sciences Meeting : proceedings. – San Diego, USA, 2020. – URL: <https://agu.confex.com/agu/osm20/meetingapp.cgi/Paper/646647> (дата обращения 02.03.2022).
427. Yashayaev I., Holliday N. P., Bersch M. [et al.]. The History of the Labrador Sea Water: Production, Spreading, Transformation and Loss // Arctic–Subarctic Ocean Fluxes / R. Dickson, J. Meincke, P. Rhines (eds.). – Dordrecht: Springer, 2008. – Chapter 24. – P. 569–612. DOI 10.1007/978-1-4020-6774-7_25.
428. Yashayaev I. M., Loder J. W. Recurrent replenishment of Labrador Sea Water and associated decadal-scale variability // Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2016. – Vol. 121, issue 11. – P. 8095–8114. DOI 10.1002/2016JC012046.
429. Yin J., Schlesinger M. E. Model projections of rapid sea-level rise on the northeast coast of the United States // Nature Geoscience. – 2009. – Vol. 2, issue 4. – P. 262–266. DOI 10.1038/ngeo462.
430. Yu L. Global air–sea fluxes of heat, fresh water, and momentum: energy budget closure and unanswered questions // Annual Review of Marine Science. – 2019. – Vol. 11. – P. 227–248. DOI 10.1146/annurev-marine-010816-060704.
431. Yu L., Josey S. A., Bingham F. M. Intensification of the global water cycle and evidence from ocean salinity: a

- synthesis review // *Annals of the New York Academy of Sciences*. – 2020. – Vol. 1472, issue 1. – P. 76–94. DOI 10.1111/nyas.14354
432. Yu L., Jin X., Weller R. A. Multidecade global flux datasets from the objectively analyzed air-sea fluxes (OAFlux) project: Latent and sensible heat fluxes, ocean evaporation, and related surface meteorological variables. Woods Hole Oceanographic Institution, 2008. – 64 p. – (OAFlux Project Technical Report ; OA-2008-01).
433. Yu L., Haines K., Bourassa M. [et al.]. Towards achieving global closure of ocean heat and freshwater budgets: Recommendations for advancing research in air–sea fluxes through collaborative activities : Report of the CLIVAR/GSOP/WHOI Workshop on Ocean Syntheses and Surface Flux Evaluation. International CLIVAR Project Office, (International CLIVAR Publication Series; no. 189). 2013. – 43 p.
434. Yu L., Weller R. A. Objectively analyzed air–sea heat fluxes for the global ice-free oceans (1981–2005) // *Bulletin of the American Meteorological Society*. – 2007. – Vol. 88, issue 4. – P. 527–540. DOI 10.1175/BAMS-88-4-527.
435. Yu S., Pritchard M. S. A strong role for the AMOC in partitioning global energy transport and shifting ITCZ position in response to latitudinally discrete solar forcing in CESM1.2 // *Journal of Climate*. – 2019. – Vol. 32, issue 8. – P. 2207–2226. DOI 10.1175/JCLI-D-18-0360.1.
436. Zhang D., Msadek R., McPhaden M. J. Multidecadal variability of the North Brazil Current and its connection to the Atlantic meridional overturning circulation // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2011. – Vol. 116, no. C4. – C04012. DOI 10.1029/2010JC006812.

437. Zhang L., Wang C. Multidecadal North Atlantic sea surface temperature and Atlantic meridional overturning circulation variability in CMIP5 historical simulations // *Journal of Geophysical Research: Oceans.* – 2013. – Vol. 118, no. 10. – P. 5772–5791. DOI 10.1002/jgrc.20390.
438. Zhang R., Sutton R., Danabasoglu G. A review of the role of the Atlantic meridional overturning circulation in Atlantic multidecadal variability and associated climate impacts // *Reviews of Geophysics.* – 2019. – Vol. 57, no. 2. – P. 316–375. DOI 10.1029/2019RG000644.
439. Zhang R. Latitudinal dependence of Atlantic meridional overturning circulation (AMOC) variations // *Geophysical Research Letters.* – 2010. – Vol. 37, no. 16. – L16703. DOI 10.1029/2010GL044474.
440. Zhang R., Delworth T. L. Simulated tropical response to a substantial weakening of the Atlantic thermohaline circulation // *Journal of Climate.* – 2005. – Vol. 18, no. 12. – P. 1853–1860. DOI 10.1175/jcli3460.1.
441. Zickfeld K., Eby M., Weaver A. J. Carbon-cycle feedbacks of changes in the Atlantic meridional overturning circulation under future atmospheric CO₂ // *Global Biogeochemical Cycles.* – 2008. – Vol. 22. – GB3024. DOI 10.1029/2007gb003118

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ



Аверьянова Екатерина Анатольевна - старший преподаватель кафедры «Геоэкологии и природопользования» Филиала МГУ в г. Севастополе, н.с. лаборатории морских климатических исследований ФГБНУ «Институт природно-технических систем», канд. физ.-мат. наук, автор более 30 публикаций по океанологической и климатической тематике.



Полонский Александр Борисович – научный руководитель ФГБНУ «Институт природно-технических систем», заведующий кафедрой «Мониторинг и теория климата» в Севастопольском государственном университете, член-корреспондент РАН, профессор. Автор более 500 работ в области океанографии, метеорологии и теории климата. Лауреат международной премии 2019 ALSI's (Atmospheric Science Librians International) CHOISE Honorable Mention award, присужденной как автору монографии «The Ocean's role in Climate Change», изданной в 2019 г. в Великобритании и признанной одной из лучших в области атмосферных наук и климатологии по итогам года.

ДЛЯ ЗАМЕТОК

ДЛЯ ЗАМЕТОК

Подписано в печать 24.12.2023
Заказ № 076. Тираж 500 экз.

Редакционно-издательский отдел ИПТС
299011, г. Севастополь, ул. Ленина, 28
Тел.: +7 (8692) 54-44-10
e-mail: ph@instpts.ru