

САНКТ ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

*На правах рукописи*

Новоселова Елена Владимировна

**МЕЗОМАСШТАБНАЯ ВИХРЕВАЯ ДИНАМИКА ЛОФОТЕНСКОЙ  
КОТЛОВИНЫ**

Научная специальность 1.6.17. Океанология

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени  
кандидата географических наук

**Научный руководитель:**  
доктор географических наук  
Белоненко Татьяна Васильевна

Санкт-Петербург

2023

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	4
ГЛАВА 1. ФИЗИКО-ГЕОГРАФИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ИССЛЕДУЕМОГО РАЙОНА.....	17
1.1. Северо-Европейский бассейн .....	17
1.2. Лофотенская котловина .....	18
1.2.1. Течения в Лофотенской котловине .....	21
1.2.2. Водные массы в Лофотенской котловине .....	22
1.2.3. Вихревая активность в Лофотенской котловине .....	23
1.2.4. Лофотенский вихрь.....	25
ГЛАВА 2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА ДАННЫХ .....	28
2.1. Используемые данные и прочие продукты .....	28
2.1.1. GLORYS12V1.....	28
2.1.2. GLORYS2V4.....	29
2.1.3. ARMOR3D .....	29
2.1.4. ETOPO1 .....	30
2.1.5. TEOS-10 .....	30
2.2. Методы анализа данных .....	31
2.2.1. Бароклиный радиус деформации Россби.....	31
2.2.2. Изопикнические характеристики и изопикнические поверхности .....	35
2.2.3. Расчёт потенциальной завихренности .....	36
2.2.4. Выделение границ Лофотенского вихря и расчёт его размеров .....	43
ГЛАВА 3. БАРОКЛИННЫЙ РАДИУС ДЕФОРМАЦИИ РОССБИ В НОРВЕЖСКОМ И ГРЕНЛАНДСКОМ МОРЯХ.....	46
3.1. Возникновение понятия .....	46
3.2. Пространственная изменчивость .....	47
3.3. Сезонная изменчивость.....	49
3.4. Межгодовая изменчивость .....	51
3.5. Сложности, возникающие при расчёте радиуса деформации.....	52
ГЛАВА 4. ИЗОПИКНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВОД ЛОФОТЕНСКОЙ КОТЛОВИНЫ .....	54
4.1. Глубины залегания изостерических поверхностей.....	54

4.2. Распределения термохалинных характеристик на изостерических поверхностях.....	56
4.3. Межгодовая изменчивость изостерических поверхностей.....	57
4.4. Сезонная изменчивость изостерических поверхностей.....	60
4.5. Вертикальные разрезы изостерических поверхностей.....	63
4.6. Диапикническое перемешивание и термохалинный парадокс.....	66
<b>ГЛАВА 5. СЕЗОННАЯ И МЕЖГОДОВАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ВИХРЕЙ В ЛОФОТЕНСКОЙ КОТЛОВИНЕ.....</b>	<b>68</b>
5.1. Сравнительный анализ распределения динамических характеристик в циклонах и антициклонах.....	68
5.1.1. Основные характеристики циклона.....	69
5.1.2. Основные характеристики антициклона.....	71
5.1.3. Профили частоты Вьяйсяля-Брента.....	73
5.2. Анализ сезонной и межгодовой изменчивости динамических и кинематических характеристик Лофотенского вихря.....	74
5.2.1. Сезонная изменчивость динамических характеристик Лофотенского вихря.....	74
5.2.2. Межгодовая изменчивость динамических и кинематических характеристик Лофотенского вихря.....	80
5.2.3. Зависимость между динамическими и кинематическими характеристиками Лофотенского вихря.....	82
<b>ГЛАВА 6. ВЫТЯГИВАНИЕ ВИХРЕЙ В ОКЕАНЕ.....</b>	<b>84</b>
6.1. Условия трансформации мезомасштабного вихря в субмезомасштабную вихревую нить.....	84
6.2. Вытягивание вихрей в Лофотенской котловине.....	89
6.3. Вытягивание вихрей в Мировом океане.....	94
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>	<b>100</b>
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....</b>	<b>105</b>

## ВВЕДЕНИЕ

### **Актуальность темы исследования и степень её научной разработанности**

Изучение мезомасштабных вихрей даёт представление о целых системах взаимосвязанных океанических характеристик и является одной из важнейших задач гидромеханики океана. Мезомасштабные вихри обладают собственной динамикой, в которой доминируют нелинейные эффекты. Они образуются практически повсеместно на всей акватории Мирового океана (Chelton et al., 2011) и способны переносить тепло, массу, кинетическую энергию и биохимические характеристики из региона их формирования на огромные расстояния, влияя на колебания климата. Мезомасштабные вихри оказывают существенное влияние на горизонтальный и вертикальный водообмен, влияют на пространственное распределение океанологических параметров, а также оказывают значительное влияние на биопродуктивность (Chelton et al., 2011). Вихри океана, такие как ринги Гольфстрима или Куроисио, были известны человечеству давно. Однако развитие измерительной техники позволило проводить прямые и косвенные измерения таких образований только во второй половине XX века, когда к изучению этих явлений стали привлекаться специализированные научно-исследовательские суда с необходимым оснащением. Настоящий бум в изучении мезомасштабных вихрей возник после таких научных экспедиций, как ПОЛИГОН-70 (Атлантический океан, 1970 г.), МОДЕ (Саргассово море, 1973 г.), ПОЛИМОДЕ (Северная Атлантика, 1977–1978 г.), МЕЗОПОЛИГОН (Северная Атлантика, 1985 г.), МЕГАПОЛИГОН (Тихий океан, 1987 г.). Эти экспедиции инициировали огромный интерес мировой науки к экспериментальному и теоретическому исследованию вихревых образований океана с размерами по горизонтали от первых десятков километров до 100–200 км. Мезомасштабные вихри в океане играют важную роль в передаче энергии движения вод и изменчивости гидрофизических и гидрохимических полей по каскаду масштабов в океане (Федоров, 1986; Wood, 1989). С открытием мезомасштабных вихрей представление об океане как некотором слабо меняющемся в пространстве и времени объекте было заменено на новую концепцию, согласно которой основная энергия движения морских вод сосредоточена в вихрях, а не в средней циркуляции океана.

Современную океанологию невозможно представить без применения спутниковых методов получения информации об океане, что обусловлено их неоспоримыми преимуществами, к главным из которых относятся: пространственная репрезентативность, обеспечивающая проведение региональных и глобальных исследований; оперативность получения информации; возможность организации оперативного комплексного



мониторинга в любой точке Мирового океана; низкая стоимость спутникового мониторинга по сравнению контактными методами исследования океана (Лаврова и др., 2011). Прогресс в области дистанционного зондирования Земли и развитие альтиметрических методов исследования океана позволяют сегодня осуществлять на регулярной основе ежедневный мониторинг морской поверхности и получать актуальную информацию о поверхности Мирового океана, анализировать изменчивость мезомасштабных вихрей и течений (Abdalla et al., 2021; Fu, Le Traon, 2006). С развитием вычислительной техники и возможностями современных гидродинамических моделей появилась возможность привлекать для исследования течений и вихрей данные моделирования, в том числе реанализы, в которых вихреразрешающая гидродинамическая модель ассимилирует спутниковые и *in-situ* измерения, а также данные дрейфтеров, буев Argo и глайдеров. Несмотря на значительный прогресс в изучении кинематических свойств и динамических особенностей вихрей, их природа все еще требует изучения. Это относится, в частности, к поведению ядер вихрей, их взаимодействию друг с другом и с течениями, а также выживаемости вихрей в неоднородных внешних течениях.

Лофотенская котловина является одним из самых динамически активных регионов Мирового океана и характеризуется локальными максимумами дисперсии уровня океана и кинетической энергии вихрей, в ней наблюдаются вихревые ядра различной формы – от практически круглых до сильно вытянутых по горизонтали или извивающихся филаментов. В центре котловины расположен квазипостоянный антициклонический Лофотенский вихрь, являющийся примечательной особенностью котловины и представляющий собой естественную природную лабораторию для изучения вихревой динамики в океане. Изучением динамики Лофотенской котловины и Лофотенского вихря занимались многие российские и иностранные учёные, подробный литературный обзор имеющихся исследований на данную тему даётся в главе 1.

### **Цель и задачи**

Целью данного исследования является исследование пространственной, сезонной и межгодовой мезомасштабной вихревой изменчивости Лофотенской котловины. Для достижения поставленной цели были сформулированы следующие задачи:

- 1) Уточнение методики расчёта бароклинного радиуса деформации Россби и определение его характерных значений для Норвежского и Гренландского морей, описание его межгодовой и сезонной изменчивости.
- 2) Проведение изопикнического анализа вод Лофотенской котловины: определение глубины залегания различных изопикнических поверхностей с оценками

соответствующих термохалинных характеристик (температуры и солёности). Исследование пространственной, сезонной и межгодовой изменчивости характерных изопикнических поверхностей Лофотенской котловины.

- 3) Сравнение кинематических и динамических характеристик вихрей разной полярности в Лофотенской котловине. Оценки характерных масштабов вихрей, потенциальной плотности, орбитальной скорости и относительной завихренности. Анализ особенностей распределения частоты Вьясяля-Брента в циклонах и антициклонах. Оценки потенциальной завихренности по Эртелю и по Россби.
- 4) Анализ пространственно-временной изменчивости Лофотенского вихря по ежесуточным данным за 2000–2019 гг. Определение границ ядра. Анализ изменчивости кинематических характеристик ядра: положение центра, объём, горизонтальные и вертикальные масштабы. Описание сезонной и межгодовой изменчивости указанных характеристик.
- 5) Анализ сезонной и межгодовой изменчивости потенциальной плотности, орбитальной скорости, относительной и потенциальной завихренности Лофотенского вихря. Исследование связи между динамическими и кинематическими характеристиками Лофотенского вихря.
- 6) Изучение эволюции мезомасштабных вихрей при их вытягивании в филаменты на основе теории и по данным реанализа. Вывод закона сохранения интегральных площадей доменов определенного свойства по данным реанализа GLORYS12V1. Построение карт распределений доменов для Лофотенской котловины и Мирового океана.

#### **Положения, выносимые на защиту**

- 1) Изопикническая адвекция в Лофотенской котловине является важным механизмом образования теплового резервуара субарктических морей.
- 2) Анализ сезонной и межгодовой изменчивости кинематических и динамических характеристик Лофотенского вихря с оценками потенциальной завихренности. Установлено, что интенсификация Лофотенского вихря происходит в летний период, а не в период зимней конвекции, когда происходит регенерация вихря.
- 3) Получены оценки интегральной площади доменов Лофотенской котловины и Мирового океана со свойством неограниченного вытягивания вихрей в субмезомасштабные филаменты.

### Научная новизна

В работе подробно рассматриваются различные аспекты мезомасштабной динамики Лофотенской котловины. Новизна полученных результатов заключается в следующем.

- 1) Получены оценки бароклинного радиуса Россби для Норвежского и Гренландского морей по данным океанического вихреразрешающего реанализа.
- 2) Проведённый изопикнический анализ показал, что заглупление атлантических вод в Лофотенской котловине происходит направлении, противоположном доминирующему направлению вихрей, переносящих теплые и соленые воды Норвежского склонового течения в центральную часть котловины. Из-за разнонаправленности этих процессов, увеличивается продолжительность нахождения атлантических вод в котловине и усиливается ее роль как теплового резервуара в регионе. Показано, что глубокая конвекция может проявляться как большими глубинами верхнего квазиоднородного слоя в небольшой ограниченной области, так и меньшими глубинами, но распространяющиеся на большую площадь.
- 3) Выполнен сравнительный анализ циклонического и антициклонического вихрей в районе Лофотенской котловины. В ядре рассмотренного циклона частота Вьяйсяля-Брента увеличилась в 1,5 раза, а Лофотенский антициклон оказался очень мощным, и его ядро выродилось в практически однородное по плотности образование. В первом случае изопикны заметно сгустились, а в последнем оказались «вытолкнутыми» из вихревого ядра.
- 4) Разработан алгоритм выделения местоположения и границ Лофотенского вихря, определены его пространственные размеры (диаметр, высота, объём) по данным океанического вихреразрешающего реанализа за 20-летний период. Исследована сезонная и межгодовая изменчивость размеров вихря, а также взаимосвязь этих параметров с интенсивностью вихря (относительной завихренностью).
- 5) Впервые получены географические распределения доменов, где разрешается или запрещается неограниченное вытягивание вихрей. Исследование показало, что в центре антициклонического Лофотенского вихря вытягивание отсутствует. Это связано с тем, что топографический вихрь должен сохранять свою локализованность и иметь ограниченные деформации. В то же время, мелкие вихри, расположенные вокруг ядра Лофотенского вихря, могут неограниченно растягиваться и трансформироваться в филаменты. Аналогичное поведение следует ожидать и в других вихрях высокой интенсивности.
- 6) Проанализировав среднемесячные данные океанического вихреразрешающего реанализа за более чем 20-летний период, показано, что доля интегральных областей

поверхности Мирового океана, где вихри могут вытягиваться при взаимодействии с баротропным потоком, составляет примерно 60–66 %. Для данной оценки отсутствует межгодовая и сезонная изменчивость, что позволяет сформулировать закон сохранения интегральных площадей доменов, где мезомасштабные вихри могут вытягиваться в филаменты.

### **Теоретическая и практическая значимость**

В рамках данного диссертационного исследования проведён всесторонний анализ мезомасштабной изменчивости в Лофотенской котловине. Теоретическая значимость работы заключается в расширении фундаментальных знаний о физических процессах в океане. Лофотенская котловина является важнейшим районом транзита тёплых атлантических вод. Вот почему изучение её динамики позволяет лучше понять взаимодействие океана и атмосферы, а также их роль в климатических изменениях.

Практическая значимость диссертации заключается в том, что на примере Лофотенской котловины разрабатываются и обобщаются основные методы обработки и интерпретации данных, что позволит на качественно новом уровне ставить и решать фундаментальные и прикладные задачи исследования океана.

### **Достоверность и обоснованность**

Достоверность представленных результатов определяется репрезентативностью используемых данных, которые дают возможность исследования океанологических полей в широком диапазоне пространственно-временных масштабов изменчивости. Основные результаты работы получены по данным глобального океанического реанализа GLORYS, созданного на основе вихререзающей гидродинамической модели NEMO. В этом продукте ассимилированы все известные натурные контактные измерения, а также спутниковые данные, включая альтиметрические измерения, а также данные дрейфтеров, буев и глайдеров. Данный продукт является результатом международного сотрудничества таких крупных научных организаций, как Европейское космическое агентство (European Space Agency – ESA), Европейская организация спутниковой метеорологии (European Organisation for the Exploitation of Meteorological Satellites – EUMETSAT), Европейский центр среднесрочных прогнозов погоды (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts – ECMWF) и других. Данные регулярно обновляются с учётом новых поправок и калибровок.

Обоснованность научных положений, выводов и рекомендаций, содержащихся в диссертационном исследовании, обеспечивается применением апробированной

методологии, современных методов анализа эмпирической информации и данных гидродинамических моделей, описывающих рассматриваемые процессы.

### Публикации и апробация результатов исследования

По теме диссертационного исследования опубликовано 10 статей (2 на русском, 3 на английском языке, 5 на русском и английском языках). Все **10 статей опубликованы** в периодических изданиях, включенных в список Web of Science/Scopus. 9 статей в российских периодических изданиях, включенных в список ВАК. Кроме того, ещё 2 статьи приняты к печати. Список опубликованных работ по теме диссертации:

- 1) **Новоселова Е.В.**, Белonenko Т.В. Изопикническая адвекция в Лофотенской котловине Норвежского моря // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2020. Т. 13, № 3. С. 56–67. DOI: 10.7868/S2073667320030041 (РИНЦ, ВАК, Scopus, WoS).
- 2) **Новоселова Е.В.**, Белonenko Т.В., Гневывшев В.Г. Бароклинный радиус деформации Россби в Норвежском и Гренландском морях // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2020. Т. 17, № 5. С. 228–240. DOI: 10.21046/2070-7401-2020-17-5-228-240 (РИНЦ, ВАК, Scopus).
- 3) Fedorov A.M., Raj R.P., Belonenko T.V., **Novoselova E.V.**, Bashmachnikov I.L., Johannessen J.A., Pettersson L.H. Extreme Convective Events in the Lofoten Basin // *Pure and Applied Geophysics*. 2021. DOI: 10.1007/s00024-021-02749-4 (Scopus, WoS).
- 4) Жмур В.В., **Новоселова Е.В.**, Белonenko Т.В. Потенциальная завихренность в океане: подходы Эртеля и Россби с оценками для Лофотенского вихря // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2021. Т. 57, № 6. С. 1–12. DOI: 10.31857/S0002351521050151 / Перевод: Zhmur V.V., Novoselova E.V., Belonenko T.V. Potential Vorticity in the Ocean: Ertel and Rossby Approaches with Estimates for the Lofoten Vortex // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2021. Vol. 57, No. 6. P. 632–641. DOI: 10.1134/S0001433821050157 (РИНЦ, ВАК, Scopus, WoS).
- 5) Zhmur V.V., **Novoselova E.V.**, Belonenko T.V. Peculiarities of Formation the of Density Field in Mesoscale Eddies of the Lofoten Basin: Part 1 // *Oceanology*. 2021. Vol. 61, No. 6. P. 830–838. DOI: 10.1134/S0001437021060333 (РИНЦ, ВАК, Scopus, WoS).
- 6) Жмур В.В., **Новоселова Е.В.**, Белonenko Т.В. Особенности формирования поля плотности в мезомасштабных вихрях Лофотенской котловины. Часть 2 // *Океанология*. 2022. Т. 62, № 3. С. 1–16. DOI: 10.31857/S0030157422030170 / Перевод: Zhmur V.V., Novoselova E.V., Belonenko T.V. Peculiarities of Formation the of Density Field in Mesoscale Eddies of the Lofoten Basin: Part 2 // *Oceanology*. 2022. Vol. 62, No. 3. P. 289–302. DOI: 10.1134/S0001437022030171 (РИНЦ, ВАК, Scopus, WoS).

- 7) **Novoselova E.V.** Seasonal variability of the potential vorticity in the Lofoten vortex // Russian Journal of Earth Sciences. 2022. Vol. 22. ES3006. DOI: 10.2205/2022ES000786 (РИНЦ, ВАК, Scopus, WoS).
- 8) Жмур В. В., Белоненко Т. В., **Новоселова Е. В.**, Суетин Б. П. Прямой и обратный каскад энергии при вытягивании вихрей в океане // Доклады Российской академии наук. Науки о Земле. 2023. Т. 508, № 2. С. 270–274. DOI: 10.31857/S2686739722602113 / Перевод: Zhmur V. V., Belonenko T. V., Novoselova E. V., Suetin B. P. Direct and Inverse Energy Cascades in the Ocean during Vortex Elongation // Doklady Earth Sciences. 2023. Vol. 508, No. 2. P. 233–236. DOI: 10.1134/S1028334X22601675 (РИНЦ, ВАК, Scopus, WoS).
- 9) Жмур В. В., Белоненко Т. В., **Новоселова Е. В.**, Суетин Б. П. Условия трансформации мезомасштабного вихря в субмезомасштабную вихревую нить при вытягивании его неоднородным баротропным течением // Океанология. 2023. Т. 63, № 2. С. 200–210. DOI: 10.31857/S0030157423020144 / Перевод: Zhmur V. V., Belonenko T. V., Novoselova E. V., Suetin B.P. Conditions for Transformation of a Mesoscale Vortex into a Submesoscale Vortex Filament When the Vortex Is Stretched by an Inhomogeneous Barotropic Flow // Oceanology. 2023. Vol. 63, No. 2. P. 174–183. DOI: 10.1134/S0001437023020145 (РИНЦ, ВАК, Scopus, WoS).
- 10) Жмур В. В., Белоненко Т. В., **Новоселова Е. В.**, Суетин Б. П. Приложение к реальному океану теории трансформации мезомасштабного вихря в субмезомасштабную вихревую нить при вытягивании его неоднородным баротропным течением // Океанология. 2023. Т. 63, № 2. С. 211–223. DOI: 10.31857/S0030157423020156 / Перевод: Zhmur V. V., Belonenko T. V., Novoselova E. V., Suetin B. P. Application to the World Ocean of the Theory of Transformation of a Mesoscale Vortex into a Submesoscale Vortex Filament When the Vortex Is Elongated by an Inhomogeneous Barotropic Flow // Oceanology. 2023. Vol. 63, No. 2. P. 184–194. DOI: 10.1134/S0001437023020157 (РИНЦ, ВАК, Scopus, WoS).
- 11) Zhmur V. V., Belonenko T. V., Travkin V.S., Novoselova E.V., Harutyunyan D.A., Raj R.P. Changes in the Available Potential and Kinetic Energy of Mesoscale Vortices When They Are Stretched into Filaments // Journal of Marine Science and Engineering. 2023. № 11 (6). P. 1131. <https://doi.org/10.3390/jmse11061131> (Scopus, WoS).
- 12) Жмур В. В., Белоненко Т. В., Новоселова Е. В., Суетин Б. С. О вытягивании мезомасштабных вихрей в филаменты и распределении их на поверхности океана // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2023 / Перевод: Zhmur V. V., Belonenko T. V., **Novoselova E. V.**, Suetin B. P. On the stretching of mesoscale vortices

into filaments and their distribution on the ocean surface // Radiophysics and Quantum Electronics. 2023 [В печати] (РИНЦ, ВАК, Scopus, WoS).

- 13) Zhmur V. V., Belonenko T. V., **Novoselova E. V.**, Suetin B. P. Evolution of mesoscale vortices in the ocean into filaments inferred from altimeter data // International Journal of Remote Sensing. 2023 [В печати] (Scopus, WoS).

Результаты, полученные в ходе диссертационного исследования, докладывались и обсуждались на 30 **конференциях**, среди которых 12 российских и 17 международных. По результатам конференций опубликованы соответствующие тезисы, входящие в РИНЦ.

- 1) Всероссийская конференция «Современные проблемы гидрометеорологии и устойчивого развития Российской Федерации». 14–15 марта 2019, Санкт-Петербург. **Новоселова Е.В.**, Белonenko Т.В. «Бароклинный радиус деформации Россби в морях Северо-Европейского бассейна». Постерный доклад.
- 2) XV Международный «Большой географический фестиваль» (БГФ-2019). 5–7 апреля 2019, Санкт-Петербург. **Новоселова Е.В.** «Сезонная изменчивость бароклинного радиуса деформации Россби в морях Северо-Европейского бассейна». Устный доклад.
- 3) IV Всероссийская научная конференция молодых ученых «Комплексные исследования Мирового океана» (КИМО-IV). 22–26 апреля 2019, Севастополь. **Новоселова Е.В.**, Белonenko Т.В. «Оценка бароклинного радиуса деформации Россби в морях Северо-Европейского бассейна». Устный доклад.
- 4) Международная научно-техническая конференция «Системы контроля окружающей среды – 2019» (СКОС-2019). 9–12 сентября 2019, Севастополь. **Новоселова Е.В.**, Белonenko Т.В. «Бароклинный радиус деформации Россби в районе Лофотенской котловины». Постерный доклад.
- 5) Всероссийская научная конференция «Моря России: фундаментальные и прикладные исследования». 23–28 сентября 2019, Севастополь. **Новоселова Е.В.**, Белonenko Т.В. «Оценка бароклинного радиуса деформации Россби в районе Лофотенской котловины». Постерный доклад.
- 6) 17-ая Всероссийская открытая конференция «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса». 11–15 ноября 2019, Москва. **Новоселова Е.В.**, Белonenko Т.В. «Оценка сезонной изменчивости бароклинного радиуса деформации Россби в морях Северо-Европейского бассейна». Постерный доклад.

- 7) III Всероссийская конференция «Гидрометеорология и экология: достижения и перспективы развития». 18–19 декабря 2019, Санкт-Петербург. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В. «Сезонная изменчивость бароклинного радиуса деформации Россби в районе Лофотенской котловины». Устный доклад.
- 8) Международная научная конференция «Комплексные исследования природной среды Арктики и Антарктики». 2–4 марта 2020, Санкт-Петербург. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В. «Изучение изопикнических поверхностей в Лофотенской котловине». Постерный доклад.
- 9) XVI Международный «Большой географический фестиваль» (БГФ-2020). 3–5 апреля 2020, Санкт-Петербург. **Новоселова Е.В.** «Оценка основных изопикнических характеристик в Лофотенской котловине на основе данных реанализа GLORYS». Устный доклад.
- 10) Международная научно-практическая конференция «Современные проблемы гидрометеорологии и мониторинга окружающей среды на пространстве СНГ». 22–24 октября 2020, Санкт-Петербург. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В. «Исследование изостерических поверхностей в Лофотенской котловине Норвежского моря на основе данных реанализа GLORYS». Устный доклад.
- 11) XIX Международная научно-практическая конференция «Морские исследования и образование – MARESEDU-2020». 26–29 октября 2020, Москва. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В. «Сезонная изменчивость изостерических поверхностей в Лофотенской котловине Норвежского моря на основе данных реанализа GLORYS». Постерный доклад.
- 12) 18-ая Всероссийская Открытая конференция «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса». 16–20 ноября 2020, Москва. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В. «Сезонная изменчивость изопикнических поверхностей в Лофотенской котловине». Устный доклад.
- 13) VI Всероссийская научная конференция молодых ученых «Комплексные исследования Мирового океана» (КИМО-2021). 18–24 апреля 2021, Москва. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В. «Потенциальная завихренность в Лофотенской котловине». Устный доклад.
- 14) VI Всероссийская научная конференция молодых ученых «Комплексные исследования Мирового океана» (КИМО-2021). 18–24 апреля 2021, Москва. Федоров А.М., **Новоселова Е.В.**, Башмачников И.Л., Белоненко Т.В. «Экстремальная конвекция в Лофотенской котловине Норвежского моря». Устный доклад.



- 15) EGU General Assembly 2021. 19–30 April 2021. **Novoselova E.V.**, Belonenko T.V., Fedorov A.M. «Analysis of the isopycnal advection in the Lofoten basin (the Norwegian sea)». Устный доклад.
- 16) EGU General Assembly 2021. 19–30 April 2021. Fedorov A.M., Raj R.P., Belonenko T.V., **Novoselova E.V.**, Bashmachnikov I.L., Johannessen J.A., Pettersson L.H. « Extreme convection in the Lofoten Basin of the Norwegian Sea». Устный доклад.
- 17) XVII Международная научно-техническая конференция «Современные методы и средства океанологических исследований» (МСОИ-2021). 18–20 мая 2021, Москва. **Новоселова Е.В.**, Федоров А.М., Белоненко Т.В. «Влияние глубокой конвекции на распределение изостерических поверхностей». Устный доклад.
- 18) Всероссийская научная конференция «Моря России: Год науки и технологий в РФ – Десятилетие наук об океане ООН». 20–24 сентября 2021, Севастополь. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В. «Сезонная изменчивость потенциальной завихренности в Лофотенской котловине». Устный доклад.
- 19) Международная научно-практическая конференция «Системы контроля окружающей среды – 2021» (СКОС–2021). 9–12 ноября 2021, Севастополь. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В. «Расчёт потенциальной завихренности на примере Лофотенского вихря». Устный доклад.
- 20) 19-ая Международная конференция «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса». 15–19 ноября 2021, Москва. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В. «Расчёт потенциальной завихренности на примере Лофотенской котловины». Устный доклад.
- 21) Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2022». 11–22 апреля 2022, Москва. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В. «Оценка потенциальной завихренности в Лофотенской котловине». Устный доклад.
- 22) IV Международная научная конференция «Развитие водных транспортных магистралей в условиях глобального изменения климата на территории Российской Федерации (Евразии)» («Опасные явления – IV»). 5–9 сентября 2022, Ростов-на-Дону. Жмур В.В., Белоненко Т.В., Суетин Б.С., Арутюнян Д.А., **Новоселова Е.В.**, Травкин В.С. «Передача энергии океана по спектру размеров от мезомасштабных к субмезомасштабным при вытягивании мезомасштабных вихрей в филаменты: сопутствующие явления». Устный доклад.
- 23) Всероссийская научная конференция «Моря России: Вызовы отечественной науки». 26–30 сентября 2022, Севастополь. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В., Жмур В.В.

- «Сравнительный анализ распределения частоты Вьясяля-Брента в циклонах и антициклонах». Постерный доклад.
- 24) Всероссийская научная конференция «Моря России: Вызовы отечественной науки». 26–30 сентября 2022, Севастополь. Жмур В.В., Белоненко Т.В., **Новоселова Н.В.**, Суетин Б.С., Арутюнян Д.А. «Вытягивание мезомасштабных вихрей океана в субмезомасштабные вихревые нити как способ передачи энергии по каскаду размеров. Проявление свойств отрицательной вязкости при вытягивании вихрей». Устный доклад.
- 25) XI Международная научно-практическая конференция «Морские исследования и образование – MARESEDU-2022». 24–28 октября 2022, Москва. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В., Жмур В.В. «Анализ распределения частоты Вьясяля-Брента в циклонах и антициклонах». Постерный доклад.
- 26) Международная научно-практическая конференция «Системы контроля окружающей среды – 2022» (СКОС–2022). 8–11 ноября 2022, Севастополь. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В., Жмур В.В. «Распределение частоты Вьясяля-Брента в циклонах и антициклонах». Постерный доклад.
- 27) 20-ая Международная конференция «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса». 14–18 ноября 2022, Москва. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В., Жмур В.В. «Распределение частоты Вьясяля-Брента в вихрях разной полярности в океане». Постерный доклад.
- 28) Международная научная конференция «Ломоносов-2023». 10–21 апреля 2023, Москва. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В., Жмур В.В. «Распределение частоты Вьясяля-Брента в циклонах и антициклонах Лофотенской котловины». Устный доклад.
- 29) VII Всероссийская научная конференция молодых ученых «Комплексные исследования Мирового океана». 15–19 мая 2023, Санкт-Петербург. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В., Жмур В.В. «Сравнительный анализ распределения частоты Вьясяля-Брента в циклонах и антициклонах на примере Лофотенской котловины». Устный доклад.
- 30) XVIII Международная научно-техническая конференция «Современные методы и средства океанологических исследований» (МСОИ-2023). 23–25 мая 2023, Москва. **Новоселова Е.В.**, Белоненко Т.В., Жмур В.В. «Анализ распределения частоты Вьясяля-Брента в циклонах и антициклонах Лофотенской котловины». Постерный доклад.

Отдельные результаты исследований, полученные в рамках данной диссертационной работы, были отмечены **наградами**:

- 1) Диплом победителя в Конкурсе молодых ученых на лучшую научную работу (Институт космических исследований РАН, 2020 г.), тема научной работы «Сезонная изменчивость изопикнических поверхностей в Лофотенской котловине».
- 2) Грамотой за доклад «Оценка потенциальной завихренности в Лофотенской котловине» на Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2022» (11–22 апреля 2022, Москва).

### **Личный вклад автора**

Личный вклад автора заключается в выполнении основного объема исследований, изложенных в диссертационной работе. В тексте данной работы приводятся результаты, полученные автором лично. В публикациях, выполненных в соавторстве, автором были выполнены подбор данных, выбор метода их обработки, написание численных кодов для расчёта исследуемых характеристик, их анализа, систематизации и визуализации полученных результатов. Автор принимал участие в физической интерпретации полученных результатов, написании текста и подаче публикаций.

### **Структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения, списка условных обозначений и списка литературы. Результаты диссертационного исследования представлены на 121 странице и включают в себя 39 рисунка и 7 таблиц. Список литературы включает в себя 173 наименования.

Во **введении** представлены цель и задачи диссертации; сформулированы положения, выносимые на защиту; описаны актуальность, новизна, теоретическая и практическая значимость, а также достоверность данного исследования; приведён список публикаций и конференций, на которых была проведена апробация результатов.

В **главе 1** приведено физико-географическое описание исследуемого региона. Проведен детальный анализ литературных источников, посвященных динамике вод Лофотенской котловины и Лофотенского вихря. Кроме того, представлены основные характеристики Северо-Европейского бассейна в целом.

В **главе 2** описаны используемые данные, методы их анализа, а также основные формулы расчёта исследуемых характеристик.

В **главе 3** рассматривается такое понятие, как бароклиный радиус деформации Россби, а именно его пространственная, сезонная и межгодовая изменчивость в Норвежском и Гренландском морях.

В **главе 4** проводится изопикнический анализ вод Лофотенской котловины. Рассмотрены глубины залегания изостерических поверхностей и термохалинные характеристики на них. Рассмотрена сезонная и межгодовая изменчивость этих характеристик.

**Глава 5** посвящена исследованию сезонной и межгодовой изменчивости вихрей в Лофотенской котловине (с акцентом на Лофотенском вихре). Рассмотрены такие характеристики, как орбитальная скорость, потенциальная плотность, частота Вьяйсяля-Брента, относительная и потенциальная завихренности, а также пространственные размеры ядра вихря (диаметр, высота, объём).

В **главе 6** исследуется вытягивание вихрей как в Лофотенской котловине, так и во всём Мировом океане. Вычислен и визуализирован параметр, характеризующий возможность вытягивания вихрей в филаменты в данной области в данный момент времени.

В **заключении** содержатся основные выводы диссертационного исследования.

### **Благодарности**

Автор выражает благодарность научному руководителю д.г.н. Белоненко Татьяне Васильевне за помощь на всех этапах написания диссертации, а также поддержку, терпение и возможность регулярного обсуждения получаемых результатов. Автор сердечно благодарит д.ф.-м.н., члена-корреспондента РАН Жмура Владимира Владимировича за бесценный опыт, переданный мне в процессе исследования, консультирование при проведении расчётов и обсуждении полученных результатов. Я также крайне признательна всем преподавателям кафедры океанологии СПбГУ, поддерживающим меня на протяжении всех лет обучения на кафедре.

Исследования, составившие содержание данной работы, получили финансовую поддержку: гранты РФФИ № 18-17-00027 «Вихревая динамика Лофотенской котловины и ее роль в переносе термохалинных свойств вод в Норвежском море» и № 22-27-00004 «Исследование динамики изолированных вихрей в океане с использованием методов дистанционного зондирования, *in situ* и модельных данных», а также грант СПбГУ № 75295423 и № 94033410 «Атлантические ворота в Арктику: океаническая циркуляция как фактор долгосрочной изменчивости климата Арктики и состояния полярных экосистем».

## ГЛАВА 1. ФИЗИКО-ГЕОГРАФИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ИССЛЕДУЕМОГО РАЙОНА

### 1.1. Северо-Европейский бассейн

Главной особенностью Северо-Европейского бассейна является Атлантическая меридиональная опрокидывающая циркуляция, рассмотрим кратко её схему (рис. 1.1). По мере движения на север тёплые и солёные поверхностные атлантические воды постоянно модифицируются за счет потери тепла в атмосферу, поступления пресной воды из атмосферы и со стоком рек, а также в результате смешения с холодными и слабосолёными арктическими водами, например, в проливе Фрама (Mauritzen, 1996; Orvik, 2004; Voet et al., 2010; Walczowski et al., 2012). Интенсивная потеря плавучести и перемешивание в Норвежском и Гренландском морях, приводят к тому, что поверхностные воды уплотняются и опускаются на большую глубину (Buckley, Marshall, 2016; Marshall, Schott, 1999; Spall, Pickart, 2001). Таким образом, поверхностные атлантические воды трансформируются в подповерхностные (холодные, с низкой солёностью) и плотные (холодные, с промежуточной солёностью) промежуточные и глубинные воды (Voet et al., 2010). Последние называют Северо-Атлантическими глубинными водами (North Atlantic Deep Water). Их можно разделить на несколько водных масс в зависимости места их происхождения или свойств. Например, Лабрадорская водная масса образуется в Лабрадорском море, а более плотные воды образуются в результате конвективного перемешивания в Гренландском море и возвращаются в Северную Атлантику через Гренландско-Шотландский порог (Buckley, Marshall, 2016; Quadfasel, Käse, 2007; Smethie, Fine, 2001).

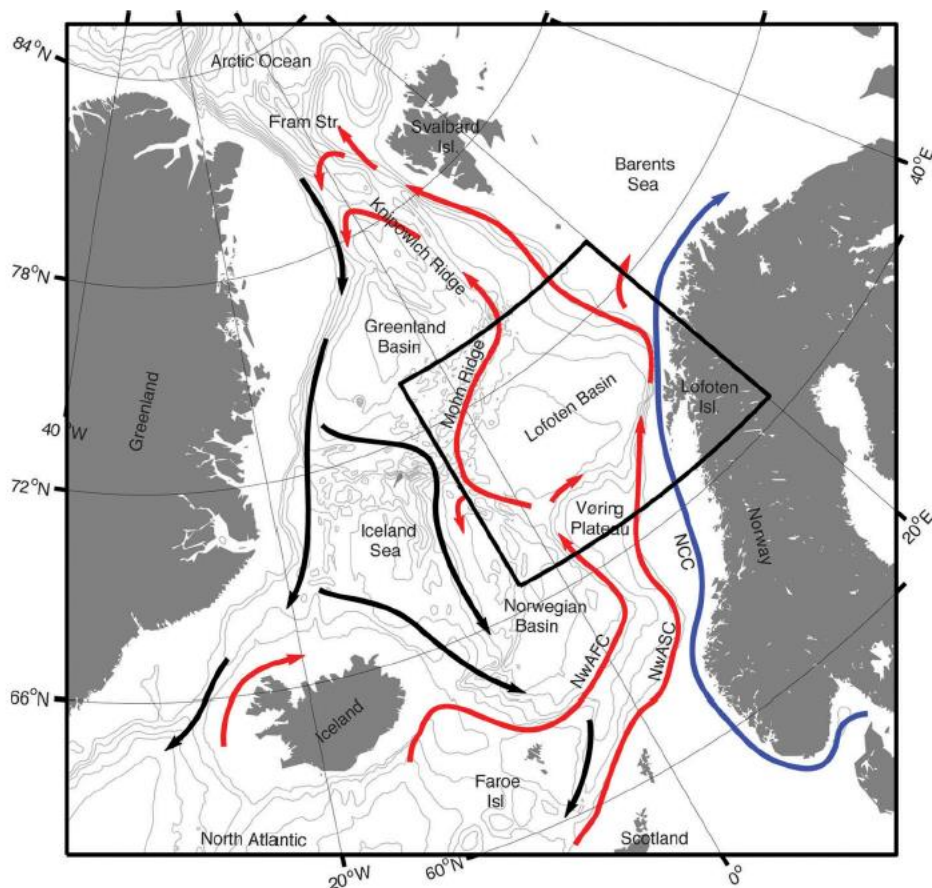


Рисунок 1.1. Схематическое изображение Атлантической меридиональной опрокидывающей циркуляции (Raj, Halo, 2016). Красным обозначены поступающие поверхностные атлантические воды, чёрным – уходящие глубинные воды. Синим обозначено Норвежское прибрежное течение (NCC). NwASC – Норвежское склоновое течение, NwAFC – Норвежское фронтальное течение

Таким образом, в высоких широтах, благодаря Атлантической меридиональной опрокидывающей циркуляции, происходит образование водных масс, которые, постепенно трансформируясь, распространяются по всему Мировому океану, т.е. в соответствии с концепцией глобального конвейера представляют собой начальное звено в общей циркуляции глубинных вод Мирового океана (Хмельницкая, 2011).

## 1.2. Лофотенская котловина

Основным объектом нашего исследования является Лофотенская котловина, представляющая собой понижение в рельефе дна Норвежского моря. Принято считать, что максимальная глубина котловины составляет 3250 м (Белоненко и др., 2014, 2018; Bashmachnikov et al., 2017; Søyland et al., 2016; Volkov et al., 2015), однако, согласно

глобальной модели рельефа ЕТОР01 (Amante, Eakins, 2009), она может достигать 3303 м. Ее акватория занимает область, ограниченную хребтами Мона и Хелгеланда с запада, плато Воринга с юга и Норвежским побережьем с востока (рис. 1.1). Размер Лофотенской котловины составляет приблизительно 500 км в пределах изобаты 2000 м (Белоненко и др., 2014). Котловину огибают две ветви Норвежского течения: Норвежское склоновое течение (NwASC) и Норвежское фронтальное течение (NwAFC) (см. подробнее раздел 1.2). Лофотенская котловина характеризуется сильными вихревыми полями (см. раздел 1.4), длительным пребыванием дрейфтеров и, вероятно, атлантических вод (см. раздел 1.3) (Orvik, 2004; Poulain et al., 1996).

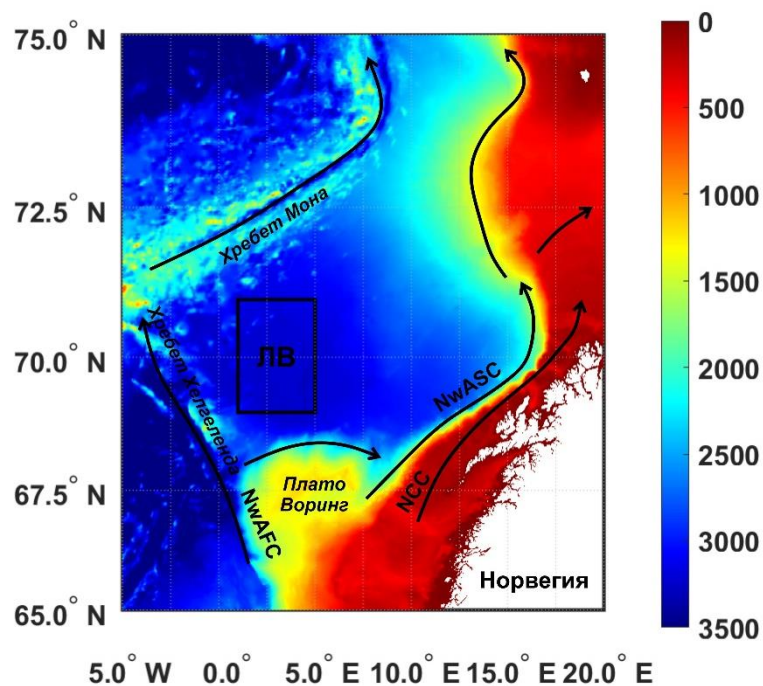


Рисунок 1.2. Лофотенская котловина. Цветом показана батиметрия (м), черными стрелками — ветви Норвежского течения: NwASC (Norwegian Atlantic Slope Current) — Норвежское склоновое течение, NCC (Norwegian Coastal Current) — Норвежское прибрежное течение, NwAFC (Norwegian Atlantic Frontal Current) — Норвежское фронтальное течение. Район исследования выделен прямоугольником.

Лофотенской котловине посвящено множество работ, в ходе изучения которых становится понятно, что циркуляция вод в этом районе не так однозначна, как может показаться на первый взгляд. Основной вопрос состоит в том, что в Лофотенской котловине в соответствии с законом сохранения потенциального вихря общий характер движения вод должен быть циклоническим, однако фактически наблюдается довольно крупный антициклонический вихрь (Белоненко и др., 2014). Часть авторов убеждены в

циклоническом характере движения вод в котловине (Gascard, Mork, 2008; Nøst, Isachsen, 2003; Orvik, 2004; Poulain et al., 1996; Spall, 2010a; Voet et al., 2010; Volkov et al., 2015), другие же утверждают, что циркуляция принадлежит к антициклоническому типу (Алексеев и др., 1991; Алексеев, Истошин, 1960; Иванов, Кораблев, 1995a, 1995b; Перескоков, 1999; Романцов, 1991; Köhl, 2007; Koszalka et al., 2011; Rossby et al., 2009b). Некоторые авторы остаются «в стороне» и считают, что в Лофотенской котловине нет чётко выраженной циклонической или антициклонической циркуляции (Jakobsen et al., 2003; Søyland et al., 2008). В работе (Белоненко и др., 2014) говорится об общем циклоническом характере циркуляции вод (циклонический круговорот, распространяющийся во всей толще), однако отмечается наличие антициклонического вихря в центре котловины, наиболее выраженного на глубине 350–552 м. Необходимо отметить, что некоторые авторы (Orvik, 2004; Poulain et al., 1996), говорящие о циклоническом вращении, выражали некоторую неуверенность и необходимость в уточнении полученных результатов.

Лофотенская котловина играет важную роль в поддержании Атлантической меридиональной опрокидывающей циркуляции (см. раздел 1.1), поскольку является транзитной зоной для теплых и соленых атлантических вод, следующих в Арктику (Федоров и др., 2019; Yrma et al., 2020). Энергетическое вихревое поле котловины перераспределяет эти воды в бассейне, в результате чего происходят большие потери тепла с поверхности моря в атмосферу (Dugstad et al., 2021). По этой причине Лофотенскую котловину называют тепловым «резервуаром» всего региона (Köhl, 2007; Koszalka et al., 2011; Rossby et al., 2009a). Чистые потери тепла в атмосферу составляют около  $70 \text{ Вт/м}^2$  с максимумами выше  $100 \text{ Вт/м}^2$  (Mauritzen, 1996; Orvik, 2004), это приводит к сильному охлаждению поверхности и потере плавучести вод. Теплоотдача в атмосферу проявляется в падении температуры от  $5\text{--}10 \text{ }^\circ\text{C}$  на разрезе Svinøy до  $3\text{--}6 \text{ }^\circ\text{C}$  в Лофотенской котловине и  $2\text{--}4 \text{ }^\circ\text{C}$  к западу от острова Медвежий (Mauritzen, 1996; Orvik, 2004).

Осенью и зимой сильная теплоотдача в атмосферу охлаждает поверхностные слои в бассейне и значительно повышает их плотность. В среднем глубина осенне-зимней конвекции в котловине составляет по разным данным от 600 м (Bashmachnikov et al., 2017; Nilsen, Falck, 2006; Raj et al., 2015; Volkov et al., 2015) до 800 м (Bosse et al., 2018; Köhl, 2007; Søyland et al., 2016; Søyland, Rossby, 2013). В случае особо интенсивных конвективных процессов (например, зимой 2009–2010 гг.) глубина верхнего квазиоднородного слоя может достигать 1000 м (Федоров и др., 2019; Bosse et al., 2018; Fedorov et al., 2021; Spall, 2010b).



### 1.2.1. Течения в Лофотенской котловине

Норвежское течение, являющееся продолжением мощного Северо-Атлантического течения, переносит на север к Северному Ледовитому океану теплую и соленую атлантическую воду. Оно является важным звеном Атлантической меридиональной опрокидывающей циркуляции и оказывает значительное влияние на климат Европы. Норвежское течение пересекает Лофотенскую котловину в виде двух ветвей – на востоке это Норвежское Склоновое течение (Norwegian Atlantic Slope Current, NwASC), на западе – Норвежское Фронтальное течение (Norwegian Atlantic Frontal Current, NwAFC). В прибрежной области скандинавского шельфа соленые атлантические воды взаимодействуют с распреснёнными водами Норвежского Прибрежного течения (Norwegian Coastal Current, NCC) (рис. 1.2).

Ветви Норвежского течения NwASC и NwAFC имеют максимальные скорости в струях, приуроченных к периферии Лофотенской котловины. Авторы статьи (Andersson et al., 2011), анализируя данные 148 поверхностных дрейфтеров в рамках программы POLEWARD за период июнь 2007 – июль 2009, установил, что струи NwASC и NCC в нескольких местах сливаются в единую струю, направленную вдоль изобат, с максимальными скоростями 100 см/с вблизи Лофотенских островов, где происходит сгущение изобат. Еще раньше этот факт был установлен в работе (Poulain et al., 1996) по данным 107 поверхностных дрейфующих буев ARGO за период с июня 1991 г. по август 1993 г.: струи NwASC и NCC к западу от Лофотенских островов и островов Вестеролен динамически объединяются в одно быстрое течение с максимальной скоростью 110 см/с. При этом на большей части акватории скорости невелики и едва достигают 4–6 см/с.

В южной части Норвежского моря поверхностные атлантические воды представляют собой поток шириной около 250 км и глубиной 500 м (Mork, Blindheim, 2000; Orvik, 2004; Orvik et al., 2001), в Лофотенской котловине поток расширяется до 500 км и углубляется до 800–900 м, севернее она вновь становится более мелкой и узкой, а также теряет контакт с атмосферой (Mauritzen, 1996; Orvik, 2004).

Согласно работе (Gascard, Mork, 2008), глубинная циклоническая рециркуляция в Лофотенской котловине, находящаяся на глубине 900–1500 м, способствует проникновению атлантических вод в котловину, а также увеличивает время их пребывания в бассейне. Отмечается влияние топографии на эту циркуляцию. Кинетическая энергия, связанная с этой глубинной циркуляцией, является слабой, но массоперенос важен из-за крупномасштабного горизонтального распространения и углубления атлантического слоя в котловине.

### 1.2.2. Водные массы в Лофотенской котловине

Согласно определению советского океанолога А.Д. Добровольского (Добровольский, 1961), «водной массой следует называть некоторый, сравнительно большой объем воды, формирующийся в определенном районе Мирового океана – очаге, источнике этой массы, – обладающий в течение длительного времени почти постоянным и непрерывным распределением физических, химических и биологических характеристик, составляющих единый комплекс, и распространяющихся, как одно, единое целое».

Водные массы формируются в результате зональной изменчивости природных условий, особенностей распределения солнечной энергии, тепло- и влагообмена через поверхность океана, горизонтальной и вертикальной циркуляции вод, осенне-зимней конвекции (Малинин, 1998; Хмельницкая, 2011). Перечисленные факторы и их сочетание приводят к формированию больших масс воды с квазистационарными характеристиками.

Одним из основных положений теории водных масс океанов является представление о том, что любая вода в океане некогда находилась в контакте с атмосферой (Мамаев, 2000). При этом именно на поверхности водные массы приобретают свои наиболее характерные свойства. Затем при горизонтальном и вертикальном движении происходит трансформация или эволюция водных масс (Хмельницкая, 2011). В связи с этим, в случае изопикнического формирования водных масс TS-соотношения для поверхностных вод должны иметь некоторое подобие с глубинными водами, однако в случае конвективного типа формирования этого не происходит (Мамаев, 2000).

**Поверхностная атлантическая водная масса** занимает в Норвежском море верхний слой толщиной около 500 м, что определяется глубиной порогов, через которые вода поступает в море (Белоненко и др., 2014; Суховой, 1986). Согласно работе (Orvik, 2004), в Лофотенской котловине этот слой может заглубляться до 800–900 м, что, по мнению авторов, вызвано глубинным топографически управляемым потоком в Норвежском море. Этот поток, согласно результатам моделирования (Nøst, Isachsen, 2003), имеет вид циклонического круговорота. По другим оценкам, в Лофотенской котловине слой поверхностных атлантических вод может достигать 1000 м в центре Лофотенского вихря (Bosse et al., 2018) или даже на поверхности всей котловины (Köhl, 2007; Poulain et al., 1996; Spall, 2010b). В западной части котловины в местах расположения антициклонических вихрей глубина проникновения атлантических вод достигает 1200 м (Raj et al., 2016). Атлантические воды могут определяться с помощью критерия солёности, который в данном регионе составляет  $S > 35$  (Helland-Hansen, Nansen, 1909; Raj et al., 2016).

В Лофотенской котловине теплые и соленые воды атлантического происхождения смешиваются с более холодными и распреснёнными окружающими водами, в результате чего формируется **североатлантическая глубинная водная масса** (Федоров и др., 2019; Marshall, Schott, 1999). Она залегает под атлантической водной массой и имеет отрицательную температуру и высокую соленость (Белоненко и др., 2014; Суховой, 1986). В (Orvik, 2004) отмечается, что поток североатлантической глубинной водной массы имеет противоположное поверхностным водам направление, то есть направлен на юг (рис. 1.3).

Характерной особенностью Норвежского моря является отсутствие поверхностных арктических вод (Федоров и др., 2019; Blindheim, Østerhus, 2005).

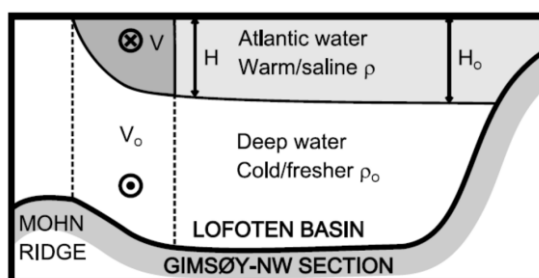


Рисунок 1.3. Схема водных масс и направления потоков в Лофотенской котловине на примере стандартного разреза Gimsøy-NW (Orvik, 2004)

### 1.2.3. Вихревая активность в Лофотенской котловине

В Лофотенской котловине отмечается высокая вихревая активность (Gascard, Mork, 2008; Raj et al., 2016; Rossby et al., 2009b; Søyland et al., 2008), при этом наблюдается большое разнообразие форм вихревых ядер – от практически круглых до сильно вытянутых по горизонтали или изгибающихся филаментов (Зинченко и др., 2019; Травкин, Белоненко, 2021; Belonenko et al., 2021b, 2021a; Fedorov, Belonenko, 2020; Gordeeva et al., 2020; Sandalyuk et al., 2020; Travkin et al., 2022).

Алгоритм автоматической идентификации и трекинга вихрей, примененный к спутниковым альтиметрическим данным, позволил обнаружить в Лофотенской котловине за период с 1993 по 2017 гг. проявление 166000 циклонических и 169395 антициклонических вихрей (Зинченко и др., 2019). После связывания вихрей в треки было насчитано 120 циклонических и 210 антициклонических уникальных долгоживущих (время жизни более 35 суток) вихрей (Зинченко и др., 2019). В статье (Raj et al., 2016) даются оценки количества уникальных вихрей различной продолжительности жизни (1 сутки и

более): за период 1995–2013 гг. в котловине было обнаружено 1695 антициклонических и 1666 циклонических уникальных вихрей.

Мезомасштабные вихри в Лофотенской котловине в основном генерируются локально, при этом большинство вихрей (как циклонических, так и антициклонических) генерируется в двух основных областях: в самой глубокой западной части котловины и вблизи NwASC (Raj et al., 2016). Во второй области вихри образуются преимущественно вблизи континентального склона и вдоль северной части NwASC (выше  $70^\circ$  с.ш.), что связано с их отрывом от NwASC (Andersson et al., 2011; Isachsen, 2015; Raj et al., 2016, 2015; Rossby et al., 2009b; Spall, 2010b). По мнению (Isachsen, 2015), бароклинная неустойчивость пограничного течения, вероятно, ответственна за большую часть мезомасштабной изменчивости, наблюдаемой в этом районе. Отрыв вихрей приводит, с одной стороны, к переносу тепла к самой глубокой части котловины (Dugstad et al., 2019; Isachsen, 2015; Isachsen et al., 2012; Raj et al., 2016), а с другой стороны, постепенному охлаждению NwASC на пути в Арктику (Isachsen et al., 2012). Эта потеря тепла важна, поскольку тепло, переносимое NwASC, влияет на ледяной покров в Баренцевом море и региональный климат Шпицбергена (Raj et al., 2016).

Доминирующие масштабы мезомасштабных вихрей в Лофотенской котловине колеблются от 10 дней до нескольких месяцев по времени и от 20 до 100 километров по пространству (Dong et al., 2022; Trodahl et al., 2020). По оценкам (Raj et al., 2016), радиусы вихрей обеих полярностей в котловине в среднем колеблются от 29 до 37 км, однако антициклонические вихри, как правило, больше циклонических. Количество короткоживущих (менее 30 дней) циклонических и антициклонических вихрей примерно одинаковое, однако среди долгоживущих преобладают вихри антициклонические (Raj et al., 2016). Средняя скорость дрейфа циклонических вихрей (6,5 см/с) выше, чем у антициклонических (5,8 см/с) (Raj et al., 2016). Вихри, вне зависимости от полярности, распространяются по Лофотенской котловине в циклоническом направлении со скоростью, по разным оценкам, 5–6 км в сутки (Raj et al., 2016), 2–10 км в сутки (Volkov et al., 2013). При этом орбитальная скорость вихря намного выше, чем скорость дрейфа вихря: в 4 раза больше для циклонических вихрей и в 7 раз – для антициклонических (Raj, Halo, 2016).

По оценкам (Rossby et al., 2009b) вихревая кинетическая энергия в Лофотенской котловине составляет  $300\text{--}350 \text{ см}^2/\text{с}^2$ , а по расчётам (Koszalka et al., 2011) она может достигать  $400\text{--}500 \text{ см}^2/\text{с}^2$ . Согласно (Raj et al., 2016), кинетическая энергия антициклонических вихрей в котловине составляет  $102 \text{ см}^2/\text{с}^2$ , а циклонических –  $86 \text{ см}^2/\text{с}^2$ . Наибольшие значения приходится на конец зимы – весну и сильнее выражены у антициклонических вихрей.

Более 90 % долгоживущих (более 4 недель) вихрей в Лофотенской котловине являются нелинейными, т.е. они способны захватывать воду внутри своих ядер и переносить массу, тепло и биогеохимические составляющие, тем самым влияя на общую циркуляцию, распределение водных масс и биохимические процессы в океане (Chelton et al., 2011; Dong et al., 2022; Raj et al., 2016). В частности, активность мезомасштабных вихрей способствует высокой продуктивности в Лофотенской котловине за счет горизонтального и вертикального переноса питательных веществ и морской биоты (Dong et al., 2022). Наибольшая нелинейность наблюдается в западной части котловины и вблизи от NwASC для вихрей обеих полярностей, однако нелинейность антициклонов в целом выше, чем у циклонов (Raj et al., 2016).

#### 1.2.4. Лофотенский вихрь

Главной особенностью Лофотенской котловины является квазипостоянный антициклонический Лофотенский вихрь, расположенный в её наиболее глубокой, западной, части. Вихрь впервые был отмечен в работах (Алексеев и др., 1991; Иванов, Кораблев, 1995а, 1995b). Он представляет собой двояковыпуклую конвективную линзу теплых и соленых вод на глубине 300–1000 м с пространственным масштабом около 100 км (Башмачников и др., 2017; Белоненко и др., 2018, 2017; Иванов, Кораблев, 1995b, 1995а; Bashmachnikov et al., 2017; Raj et al., 2016). Вихрь также идентифицируется как область локального подъема уровня и повышенной кинетической энергии течений (Башмачников и др., 2017; Белоненко et al., 2014; Köhl, 2007; Volkov et al., 2015).

Существование Лофотенского вихря подтверждается измерениями *in situ* (Белоненко и др., 2018; Andersson et al., 2011; Bosse et al., 2018; Fer et al., 2018; Rossby et al., 2009а, 2009b; Søyland, Rossby, 2013; Yu et al., 2017), спутниковыми данными (Зинченко и др., 2019; Raj et al., 2016, 2015; Travkin, Belonenko, 2019; Volkov et al., 2015, 2013) и данными гидродинамического моделирования (Башмачников и др., 2017; Белоненко et al., 2018, 2017; Bashmachnikov et al., 2017; Köhl, 2007; Travkin, Belonenko, 2019; Volkov et al., 2015, 2013).

Основными причинами регенерации Лофотенского вихря считаются осенне-зимняя конвекция (Алексеев и др., 2016; Блошкина, Иванов, 2016; Иванов, Кораблев, 1995b, 1995а; Новоселова, Белоненко, 2020; Травкин, Белоненко, 2020; Федоров и др., 2019; Bashmachnikov et al., 2017; Yu et al., 2017) и/или слияние с другими мезомасштабными вихрями, отрывающимися от Норвежского течения (Зинченко и др., 2019; Fedorov, Belonenko, 2020; Fer et al., 2018; Gordeeva et al., 2020; Köhl, 2007; Raj et al., 2015; Travkin, Belonenko, 2019; Trodahl et al., 2020; Volkov et al., 2015). По мнению (Köhl, 2007), вихрь

возникает в первую очередь из антициклонов, первоначально созданных неустойчивостью Норвежского течения (NwASC и NwAFC) и распространяющихся в Лофотенскую котловину. Однако, согласно работе (Блошкина, Иванов, 2016), события слияния вихрей достаточно редки и не привязаны к какому-то определенному сезону, соответственно, одним только слиянием вихрей невозможно объяснить зимне-весеннее обострение Лофотенского вихря. Вертикальная мощность формирующегося в процессе конвекции аномального ядра определяется его предконвективной мощностью, интенсивностью теплоотдачи в зимний сезон и горизонтальной адвекцией тепла (Иванов, Кораблев, 1995b). Стоит отметить, что (Köhl, 2007) не отрицает влияния конвекции; по его мнению, конвекция играет в важную роль в формировании верхней части линзовидной гидрографической структуры Лофотенского вихря.

Помимо влияния осенне-зимней конвекции и слияния с другими вихрями следует отметить, что форма дна котловины в виде чаши существенно снижает скорость разрушения Лофотенского вихря (Bashmachnikov et al., 2017; Belonenko et al., 2021a). В работе (Venilov, 2005) было показано, что понижения дна стабилизируют антициклонические вихри, что может уменьшить количество их распадов и повторных образований. Модельные эксперименты в статье (Сантьева и др., 2021) показали, что время жизни Лофотенского вихря существенно зависит от его положения в котловине, характера топографии дна и скорости набегающего потока, т.е. чем больше скорость набегающего потока и чем меньше глубина впадины в центре котловины, тем быстрее вихрь разрушается. Кроме того, мезомасштабные циклоны, окружающие Лофотенский вихрь, изолируют его от внешней среды и способствуют его стабилизации (Raj et al., 2020). По мнению (Shcheretkin, 1995), главную роль в регенерации вихря может играть топографический бета-эффект, вихрь образуется из турбулентного поля без слияния вихрей. В работе (Volkov et al., 2015) было показано, что прямое воздействие силы ветра и плавучести на изменчивость Лофотенского вихря является незначительным.

Согласно статьям (Иванов, Кораблев, 1995a), Лофотенский вихрь наиболее интенсивен в зимнее время, происходит усиление термохалинной аномалии, сжатие вихря до размеров бароклинного радиуса деформации Россби (7–9 км (Новоселова и др., 2020; Shelton et al., 1998)) и увеличение антициклонической завихренности. Летом же происходит его релаксация, увеличиваются горизонтальные размеры и уменьшается скорость орбитального движения (Алексеев и др., 2016; Иванов, Кораблев, 1995b).

Пространственное положение Лофотенского вихря не остается постоянным. В работе (Иванов, Кораблев, 1995a), отмечено перемещение ядра антициклонического вихря по похожей на циклоническую траектории. На основании этого авторы выдвигают гипотезу

о суперпозиции разномасштабных динамических процессов в районе котловины. Численный эксперимент, проведённый авторами другой работы (Filyushkin et al., 2018), подтвердил вывод о циклоническом движении вихревой линзы, несмотря на существование внешнего антициклонического круговорота умеренной интенсивности. Определённый вклад вносит и донная топография, под воздействием которой образуется внешнее по отношению к линзе поле циклонического движения по своему пространственному масштабу в несколько раз превосходящее антициклоническое поле движения линзы (Белоненко и др., 2014; Иванов, Кораблев, 1995а). Именно оно, по мнению авторов, удерживает линзу в пределах котловины. О значимости топографии также говорится в работах (Белоненко и др., 2014; Gascard, Mork, 2008; Jakobsen et al., 2003; Voet et al., 2010). По мнению (Köhl, 2007), выводы (Иванов, Кораблев, 1995а) о циклонической траектории перемещения Лофотенского вихря неверны, а именно случайные взаимодействия с окружающими циклонами определяют антициклоническую траекторию движения.

Из всего вышесказанного можно сделать вывод, что мнения авторов расходятся во многих аспектах: начиная от направления циркуляции в котловине и заканчивая причинами формирования и регенерации Лофотенского вихря.

## ГЛАВА 2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА ДАННЫХ

### 2.1. Используемые данные и прочие продукты

В настоящей работе мы преимущественно использовали два глобальных океанических реанализа: GLORYS12V1 и GLORYS2V4. Глобальные реанализы океана представляют собой однородные трехмерные описания физического состояния океана на сетке, охватывающие несколько десятилетий и полученные с помощью численной модели океана, которая ассимилирует спутниковые и наземные наблюдения. Кроме того, использовалась глобальная модель рельефа поверхности Земли ETOPO1. Все расчёты проводились с помощью лицензионного пакета прикладных программ MATLAB, реализованного на одноимённом языке программирования. Для расчёта плотностных характеристик использовалось международное термодинамическое уравнение состояния морской воды TEOS-10, реализованное на языке программирования MATLAB. Рассмотрим перечисленные продукты подробнее.

#### 2.1.1. GLORYS12V1

В ходе исследования преимущественно использовался глобальный океанический реанализ GLORYS12V1 (GLOBAL\_MULTIYEAR\_PHY\_001\_030) (Lellouche et al., 2021), имеющий пространственное разрешение  $0,083^\circ$  (около 3 x 9 км для исследуемого района) и 50 уровней по вертикали (от 0 до 5500 м). Он имеет среднесуточную и среднемесячную дискретность и доступен за период 1993–2020 гг. Мы использовали данные обеих дискретностей на разных этапах исследования. Реанализ включает в себя такие параметры, как температура воды, солёность, горизонтальные компоненты скоростей течений, глубина верхнего квазиоднородного слоя, высота поверхности моря и данные о морском ледяном покрове (его концентрация, толщина, u- и v-компоненты дрейфа). GLORYS12V1 основан на современной глобальной системе прогнозирования в режиме реального времени Copernicus Marine Environment Monitoring Service (CMEMS), компонентом модели является платформа NEMO, а также реанализ характеристик на поверхности ECMWF ERA-Interim. Данные были скачаны с сайта CMEMS (<http://marine.copernicus.eu/>). Данные являются сеточными и реализованы в системе координат WGS-84 в проекции Меркатора.



### 2.1.2. GLORYS2V4

Также использовался «родственный» реанализ GLORYS2V4. На сайте CMEMS (<https://marine.copernicus.eu/>) он представлен в рамках двух ансамблей: GLOBAL\_REANALYSIS\_PHY\_001\_031 и GLOBAL\_REANALYSIS\_PHY\_001\_026. Они представлены на 75 горизонтах (от 0 до 5500 м) за период 1993–2019 гг. Данные имеют среднемесячную дискретность, а первый ансамбль также включает в себя среднесуточную дискретность. Главным отличием является разрешение – оно составляет  $0,25^\circ$  и  $1^\circ$ , соответственно. Оба ансамбля включают в себя такие параметры, как температура воды, солёность, горизонтальные компоненты скоростей течений. Первый также содержит глубину верхнего квазиоднородного слоя и высоту поверхности моря, а второй – данные о концентрации и толщине морского льда. Как и реанализ GLORYS12V1, GLORYS2V4 преимущественно основан на глобальной системе прогнозирования в режиме реального времени CMEMS. Отметим, что описанные ансамбли содержат не только реанализ GLORYS2V4, но и ORAS5, GloSea5, и C-GLORSv7, однако в нашей работе мы использовали только реанализ GLORYS2V4 со среднемесячной дискретностью.

### 2.1.3. ARMOR3D

Для расчёта бароклинного радиуса деформации Россби мы использовали океанический реанализ ARMOR3D (MULTIOBS\_GLO\_PHY\_REP\_015\_002), данные были скачаны на портале CMEMS (<http://marine.copernicus.eu/>). Это сеточный массив данных, состоящий из данных о температуре, солёности, геопотенциальной высоте и полях геострофических течений. Этот продукт является результатом ассимиляции наблюдений *in-situ* и спутниковых данных (Guinehut et al., 2012; Mulet et al., 2012). Поля характеристик от поверхности до 1500 метров были рассчитаны по спутниковым данным с использованием метода множественной линейной регрессии и ковариаций с учетом исторических наблюдений. В дальнейшем эти поля объединялись методом оптимальной интерполяции с TS-профилями *in-situ* (Guinehut et al., 2012; Verbrugge et al., 2017). Данные определены на  $1/4^\circ$  регулярной сетке от поверхности до 5500 м глубины (на 33-х горизонтах). Используемая система координат – WGS 84 / World Mercator (EPSG 3395). Для получения оценок радиуса деформации мы использовали продукт с месячным осреднением недельных данных за период с января 1993 по ноябрь 2018 гг.

#### 2.1.4. ETOPO1

Данные о батиметрии исследуемого района были взяты из глобальной модели рельефа поверхности Земли ETOPO1 (Amante, Eakins, 2009). Она реализована на  $1/60^\circ$  сетке и включает в себя как топографию, так и батиметрию. Данные сгенерированы на основе различных глобальных и региональных наборов цифровых данных, которые были приведены к общим горизонтальным и вертикальным координатам. ETOPO1 имеет вертикальную привязку к уровню моря и горизонтальную привязку к Всемирной геодезической системе 1984 года (WGS 84). Данные доступны в двух версиях: «Ice Surface» (поверхность ледяных щитов Антарктики и Гренландии) и «Bedrock» (основание ледяных щитов); однако при исследовании Мирового океана разница между этими версиями не является принципиальной. Мы использовали данные версии «Ice Surface».

#### 2.1.5. TEOS-10

Для расчёта плотностных характеристик вод (например, плотности морской воды, аномалии удельного объёма и частоты Вяйсяля-Брента) использовалось международное термодинамическое уравнение состояния морской воды TEOS-10 (Thermodynamic Equation Of Seawater – 2010; <http://www.teos-10.org/>), реализованное на языке программирования MATLAB (IOC, SCOR, IAPSO, 2010; McDougall, Barker, 2011; Pawlowicz, 2010). TEOS-10 позволяет определять все термодинамические свойства чистой воды, льда, морской воды и влажного воздуха (например, плотность, энтальпия, скорость звука и др.). Оно было принято в июне 2009 года на 25-й сессии Ассамблеи Межправительственной океанографической комиссией и заменило EOS-80 в качестве официального уравнения состояния свойств морской воды и льда.

## 2.2. Методы анализа данных

### 2.2.1. Бароклиный радиус деформации Россби

В связи с тем, что бароклиный радиус деформации используют с различными целями, численные его оценки могут отличаться в несколько раз. В частности, формула, где радиус деформации  $R_d$  рассчитывают по средним значениям частоты Вяйсяля-Брента  $N$  и глубины бассейна  $H$ , может применяться как в виде (2.1):

$$R_d = \frac{NH}{\pi f}, \quad (2.1)$$

так и (2.2):

$$R_d = \frac{NH}{f}, \quad (2.2)$$

то есть численные оценки  $R_d$  различаются более, чем в 3 раза, для одних и тех же акваторий, что создает определенного рода проблемы. Например, в статьях (Fer et al., 2018; Nurser, Bacon, 2014) указываются оценки бароклиного радиуса для акватории Лофотенской котловины значительно меньшие, чем в (Köhl, 2007; Volkov et al., 2015), при этом все оценки получены с использованием одного и того же подхода. В статье (Volkov et al., 2015) авторы указывают, что в районе Лофотенского вихря (область, ограниченная  $69-70^\circ$  с.ш. и  $3-5^\circ$  в.д.) бароклиный радиус деформации равен 20–25 км. (Köhl, 2007) для области, ограниченной  $69-70^\circ$  с.ш.,  $0-8^\circ$  з.д., оценивает  $R_d$  равным 27,8 км. В то же время (Fer et al., 2018), рассчитывая радиус деформации через задачу Штурма-Лиувилля с использованием ВКБ-приближения, получают для этой акватории значение  $R_d = 12$  км, а рассчитывая по формуле для двухслойной жидкости, получает значение  $R_d = 8$  км. Аналогичные оценки представлены также в работах других авторов (Chelton et al., 1998; Nurser, Bacon, 2014). Все это создает некоторую неопределенность, когда необходимо иметь конкретные значения  $R_d$ , чтобы оценить, например, необходимый шаг сетки пространственного разрешения для идентификации объектов мезомасштабной и синоптической изменчивости в численных моделях (Volkov et al., 2015).

(Ле Блон, Майсек, 1981) для бароклинного радиуса деформации Россби используют термин «внутренний» радиус деформации Россби  $r_i$  и определяют его в приближении двухслойной жидкости следующим образом:

$$r_i = \frac{1}{f} \sqrt{g' \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2}}, \quad (2.3)$$

где  $g' = g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}$  – редуцированное ускорение свободного падения;  $h_1, h_2$  – толщина

верхнего и нижнего слоев;  $\rho_1, \rho_2$  – плотность верхнего и нижнего слоев. В этом случае для каждого профиля обычно определяется глубина с максимальным значением частоты Вейселя-Брента, которая затем принимается глубиной границы между слоями (Белоненко и др., 2016). Также можно разделить жидкость на два слоя по границе верхнего квазиоднородного слоя. Так как обычно  $h_2 \gg h_1$ , то формула (2.3) приобретает вид:

$$r_i = \frac{1}{f} \sqrt{g' \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2}} \approx \frac{1}{f} \sqrt{g' h_1}, \quad (2.4)$$

Для постоянных значений градиента плотности эта формула может быть трансформирована к виду (2.2).

Отметим, что в формуле (2.4) множитель  $\pi$  в знаменателе отсутствует. Однако авторы добавляют множитель  $\pi$  при анализе дисперсионных соотношений для волн Россби, непосредственно в формулу дисперсионного соотношения (Ле Блон, Майсек, 1981; Педлоски, 1984):

$$\omega_n = - \frac{\beta k_1}{k_1^2 + k_2^2 + \left(\frac{n\pi}{r_i}\right)^2} \quad (2.5)$$

где  $\omega_n$  – частота  $n$  моды волн Россби,  $k_1$  и  $k_2$  – зональное и меридиональное волновые числа.

Таким образом, существует неопределенность при получении численных оценок радиуса деформации. Эта неоднозначность приобретает особое значение, когда оценки  $Rd$  имеют самостоятельное значение и определяются численно.

(Гилл, 1986b) предлагает определять бароклиный радиус деформации через скорость гравитационных волн. Именно этот подход в настоящий момент является наиболее популярным для задач, связанных с изучением мезомасштабной и синоптической динамики в различных областях океана. Здесь рассчитывается бароклиный радиус деформации  $n$ -моды:

$$R_n = \sqrt{\frac{c_n}{2\beta(\varphi)}}, \quad \text{если } \varphi \leq 5^\circ, \quad (2.6)$$

$$R_n = \frac{c_n}{|f(\varphi)|}, \quad \text{если } \varphi \geq 5^\circ, \quad (2.7)$$

где  $c_n$  – фазовая скорость гравитационных волн,  $f(\varphi) = 2\Omega \sin \varphi$  – параметр Кориолиса,

$\Omega = \frac{2\pi}{T} = 7,2921 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$  – угловая скорость вращения Земли вокруг оси,  $\varphi$  – широта места;

$\beta = \frac{df}{dy} = \frac{2\Omega \cos \varphi}{R_E}$ ,  $R_E = 6371 \text{ км}$  – радиус Земли.

В дальнейшем Челтон (Chelton et al., 1998), применив WKB-приближение к задаче Штурма-Лиувилля для вертикальной структуры уравнений движения, получил формулу для бароклиного радиуса деформации через интегральную оценку частоты плавучести и разработали его надежную климатологию. Здесь фазовая скорость  $n$ -ой моды волн Россби ( $c_n$ ) оценивается при помощи WKB-метода:

$$c_n \approx c_n^{WKB} = \frac{1}{n\pi} \int_{-H}^0 N(z) dz, \quad n \geq 1. \quad (2.8)$$

где  $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}}$  – частота Вэйсяля-Брента. Для внетропических широт и средних значений

частоты Вэйсяля-Брента, а также глубины, формула для радиуса деформации имеет следующий вид:

$$R_n = \frac{NH}{n\pi f}. \quad (2.9)$$

Для первой бароклиной моды  $R_l = R_d$  и получается формула (2.1).

Однако климатология Челтона (Chelton et al., 1998) (представлена на рисунке 2.1) содержит несколько недостатков, в частности, она представлена в достаточно грубом пространственном разрешении ( $1^\circ \times 1^\circ$ ) и не учитывает эффекты временной изменчивости стратификации. В то же время для большинства районов Мирового океана сезонная изменчивость термохалинных характеристик весьма значительна, поэтому оценки радиуса деформации для различных сезонов будут различаться из-за изменчивости частоты

плавучести. Но самое главное, эта климатология содержит много пропусков для районов, для которых характерны большие значения глубины перемешанного слоя и, соответственно, существуют проблемы с расчетами частоты плавучести (особенно в зимние месяцы). Поэтому получение реалистичных оценок радиуса деформации для отдельных акваторий сохраняет свою актуальность и сегодня.

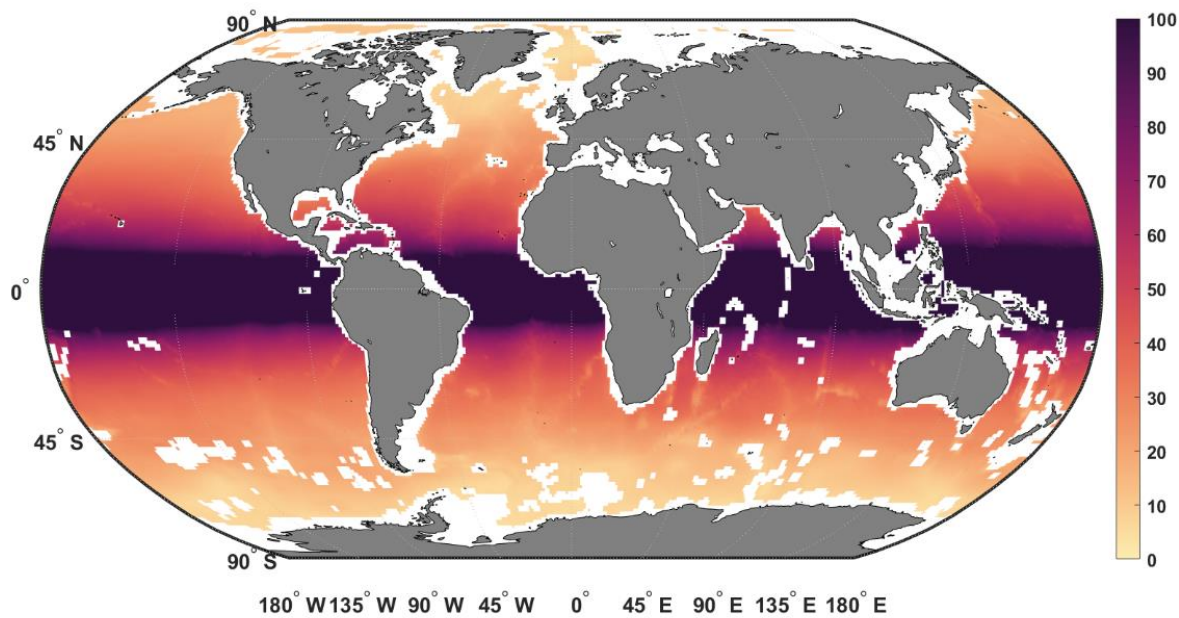


Рисунок 2.1. Бароклинный радиус деформации Россби по данным Челтона (Chelton et al., 1998)

Отметим несколько практических аспекта расчёта радиуса деформации. В случаях, когда TS-профили не доходили до дна, и, следовательно, получить полный профиль частоты Вэйсяля-Брента был невозможно, применялась линейная экстраполяция данных до дна, где частота Вэйсяля-Брента у дна задавалась равной нулю как в работе (Emery et al., 1984). Глубина в точке определялась по данным глобальной модели рельефа Земли ETOPO1.

В некоторых точках, расположенных преимущественно в прибрежных областях, наблюдалась неустойчивая стратификация, то есть менее плотные слои находились под более плотными, в результате чего параметр  $g' = g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}$  или  $N^2$  получались отрицательными, что делало невозможным дальнейшее извлечение корня. В таком случае принималось  $g' = 0$  и  $N = 0$ . Такое допущение возможно, поскольку обрушение более плотных слоёв происходит достаточно быстро (особенно учитывая выбранную месячную

дискретность данных), в соответствии с законом Архимеда происходит вытеснение менее плотных масс жидкости вверх (Доронин, 1978).

### 2.2.2. Изопикнические характеристики и изопикнические поверхности

Обычно данные имеют вид, например,  $\delta = f(x, y, z)$ . Для получения глубины залегания  $\delta$ -поверхностей их необходимо представить в виде  $z = f(x, y, \delta)$  (и аналогично для получения температуры и солёности на поверхностях). Иными словами, мы будем использовать не привычную систему пространственных координат  $x - y - z$ , а координаты  $x - y - \delta$  или  $x - y - \sigma$ .

Главное преимущество использования  $x - y - \sigma$  или  $x - y - \delta$  координат заключается в возможности проследить изменения свойств на изопикнических поверхностях, а также понять, как эти поверхности перемещаются по вертикали. В равномерно стратифицированной жидкости градиенты в свойствах воды на изопикнической поверхности наблюдаться не будут, в то время как на стандартных горизонтах возникнут большие изменения при пересечении ими фронтов или в случае вертикальных движений в стратифицированной водной толще. Отсутствие градиентов на изопикнических поверхностях значительно облегчает изучение особенностей, обусловленных изопикнической адвекцией и перемешиванием, а также диапикнических процессов (Rossby et al., 2009a).

Нами использовались данные о температуре и солёности на всех доступных горизонтах, которые были усреднены по сезонам, так как использование простых среднегодовых значений исключило бы всю межгодовую изменчивость, которая весьма значительна в данном районе. Таким образом, были получены средние за 25 лет (1993–2018 гг.) поля температуры и солёности для каждого отдельного сезона: зима (январь – март), весна (апрель – июнь), лето (июль – сентябрь) и осень (октябрь – декабрь). Такое небольшое несоответствие привычным календарным сезонам является распространённым явлением при исследовании арктических регионов и связано с тем, что максимальные температуры наблюдаются в июле – сентябре, а минимальные в январе – марте.

Для расчёта аномалии удельного объёма практическая солёность и потенциальная температура были переведены в абсолютную солёность и консервативную температуру, как рекомендовано в (IOC, SCOR, IAPSO, 2010). Далее была вычислена глубина залегания интересующих нас  $\delta$ -поверхностей, а также температура и солёность, наблюдаемая на этих поверхностях равной плотности. Таким образом, был выполнен переход от привычных

$x-y-z$  координат к  $x-y-\sigma$  или  $x-y-\delta$ , для чего использовался метод линейной интерполяции.

Было выбрано четыре изостерических  $\delta$ -поверхности, соответствующие  $\delta = (4,1; 3,1; 2,1; 0,7) \cdot 10^{-7}$  м<sup>3</sup>/кг, которые будут обозначены s41, s31, s21 и s07, соответственно. Указанные значения  $\delta$  соответствуют приблизительно значениям потенциальной плотности  $\sigma = (27,7; 27,8; 27,9; 28,04)$  кг/м<sup>3</sup>. Выбор поверхностей s41, s31, s21 и s07 обусловлен исследованием (Rossby et al., 2009a), выполненным для большого региона, так что мы сможем сравнить в некоторой степени полученные результаты. Однако, в отличие от исследования (Rossby et al., 2009a), основанное на усреднённых полях за последние 50 лет прошлого столетия (1950–2000 гг.), мы используем более современные данные за период с 1993 по 2018 гг. При этом фокус нашего исследования сосредоточен непосредственно на Лофотенской котловине.

Были исключены все точки, в которых глубина залегания заданной изопикнической поверхности была менее 0,5 м, поскольку это является наименьшей глубиной используемых нами данных. Следовательно, полученные значения являются результатом экстраполяции, которая является достаточно неоднозначным процессом.

### 2.2.3. Расчёт потенциальной завихренности

Потенциальная завихренность – центральное понятие гидродинамики и физической океанографии, характеризующее многие процессы динамики атмосферы и океана. Обзор литературных источников показывает, что разные авторы трактуют эту характеристику по-разному, используя разные формулы для расчетов. Это говорит о том, что на практике потенциальная завихренность не является простой характеристикой. В данном разделе мы попытались проанализировать существующие подходы и продемонстрировать их на примере оценок потенциальной завихренности для всего Мирового океана по данным, осреднённым за 27-летний период. Далее, в главе 5, будет проведён более детальный анализ на примере Лофотенской котловины.

Потенциальная завихренность часто рассматривается как абсолютная циркуляция частицы, заключенной между двумя изоэнтропическими (для атмосферы) или изопикническими (для океана) поверхностями (Winkler, Zwatz-Meise, 2001). Она может также вычисляться относительно поверхностей равной глубины или давления. Потенциальная завихренность сочетает в себе динамические эффекты вращения Земли вокруг своей оси с гораздо меньшим масштабом вращения элементов жидкости вокруг их



центров. Таким образом, данная характеристика представляет собой комбинацию мелкомасштабных свойств жидкости и крупномасштабной динамической изменчивости. На практике она может быть использована для оценки бокового обмена на внешней границе вихря (Bosse et al., 2019).

Потенциальная завихренность характеризует динамику жидкости, изменение ее значения во времени определяет изменение вращения жидкости в окружающей среде. Если потенциальная завихренность изменяется, то возникает потенциал для возникновения турбулентности и вихревых движений в жидкости. При этом возникающее движение в слое жидкости приводит к изменениям в других слоях.

В целом данная характеристика состоит из трёх основных частей: (1) относительная завихренность ( $\nabla^2\psi = \text{rot}_z \mathbf{V}$ ), (2) изопикническая деформация / аномалия плотности / эффекты плавучести и (3) планетарная завихренность. Существует две основные вариации потенциальной завихренности – это *потенциальная завихренность Эртеля* и *потенциальная завихренность Россби*. Рассмотрим каждую из них.

### Потенциальная завихренность Россби

Термин «потенциальная завихренность» впервые ввел Россби в своей работе 1936 г., показав, что локальная относительная завихренность связана законом сохранения с локальной толщиной изначально покоящегося слоя жидкости. Идея Россби заключалась в том, чтобы ввести величину, которая определялась бы вертикальной составляющей относительной завихренности по аналогии с тем, как потенциальная температура определяется температурой воды. Эта идея Россби сегодня признана имеющей центральное и далеко идущее значение для понимания вихревой динамики в океане. Квазигеострофическая потенциальная завихренность в океане (иногда в литературе используется также термин псевдо-потенциальная завихренность) ассоциируется с именем Россби (Гневывшев, Белоненко, 2020).

Одна из форм потенциальной завихренности по Россби используется для жидкости, состоящей из мелких однородных слоёв. Закон сохранения потенциального вихря, полученный в работе (Rossby, 1940), связывает изменение глубины ( $H$ ), относительной завихренности ( $\zeta$ ) и широты (а именно параметра Кориолиса  $-f$ ):

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\zeta + f}{H} \right) = 0. \quad (2.10)$$

Величина в круглых скобках называется потенциальным вихрем или потенциальной завихренностью ( $PV$ ) и является константой вдоль траектории потока (формула 2.11):

$$PV = \frac{\zeta + f}{H} = \text{const} . \quad (2.11)$$

Во-первых, изменение толщины потока приводит к изменению относительной завихренности. Рассмотрим пример на рисунке 2.2. Столб жидкости ограничен двумя изоповерхностями, например, изопикническими. Поскольку потенциальная плотность сохраняется при движении столба жидкости, он растягивается или сжимается по мере изменения толщины между изопикническими поверхностями. Так как масса столба жидкости также сохраняется, вертикальное растяжение уменьшает площадь основания столба и наоборот. В результате, когда вихрь расширяется (рис. 2.2, движение от «b» к «a»), его вращение замедляется, а когда вихрь сходится по горизонтали (рис. 2.2, движение от «a» к «b»), скорость увеличивается, чтобы поддерживать потенциальную завихренность (Kushner, 2003; Talley et al., 2011). В литературе данное явление часто сравнивается со вращением фигуриски, поэтому далее в тексте мы будем называть это «принципом фигуриски». Во-вторых, изменение широты требует соответствующего изменения относительной завихренности: по мере приближения водяного столба к экватору, планетарная завихренность  $f$  уменьшается, а относительная завихренность, наоборот, возрастает (Stewart, 2008). Отметим, что потенциальная завихренность сохраняется при отсутствии перемешивания с другими частицами или потерь на трение (Catling, 2015; Pidcock et al., 2013). Изменение этой характеристики означает, что вовлечены адиабатические процессы: выделение скрытого тепла, трение, радиация и др.

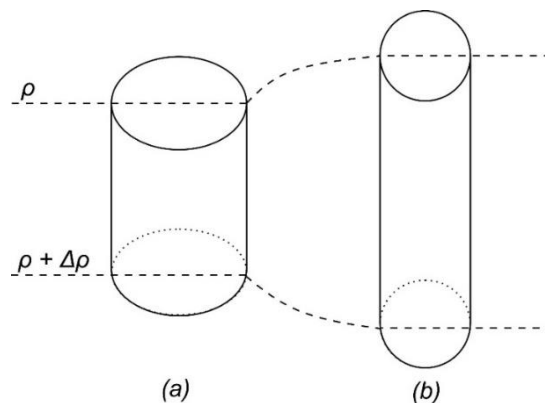


Рисунок 2.2. Иллюстрация сохранения потенциальной завихренности

В случае непрерывной стратификации потенциальную завихренность по Россби можно выразить в ином виде (Жмур и др., 2021). В частности, для мезомасштабных

(возможно, также и субмезомасштабных явлений), потенциальный вихрь можно представить в виде функции  $\sigma$  в приближении  $f$ -плоскости или  $\beta$ -плоскости:

$$\sigma = \text{rot}_z \mathbf{V} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{f^2}{N^2} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) = \nabla^2 \Psi + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{f^2}{N^2} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right), \quad (2.12)$$

где  $\Psi$  – функция тока.

Проведя некоторые преобразования формулы (2.12), можно получить формулу (2.13), в которой уже нет производных, а все входящие в правую часть слагаемые легко вычисляются по натурным данным. Более подробный вывод представлен в статьях (Жмур и др., 2022a; Zhmur et al., 2021).

$$\sigma = \langle \text{rot}_z u \rangle_{h_1}^{h_2} - f \frac{g}{\rho_*} \frac{1}{h_2 - h_1} \left\{ \frac{1}{N_0^2(h_2)} (\rho(x, y, h_2, t) - \rho_0(h_2)) - \frac{1}{N_0^2(h_1)} (\rho(x, y, h_1, t) - \rho_0(h_1)) \right\}, \quad (2.13)$$

где  $\text{rot}_z u$  – относительная завихренность,  $N_0^2(z)$  – профиль квадрата частоты Вайсяля-Брента вне зоны действия вихря (фоновая частота Вайсяля-Брента),  $\rho(x, y, z, t)$  – текущее значение полной плотности в рассматриваемой точке,  $\rho_0(z)$  – плотность воды в покое на этом же горизонте (фоновая),  $\rho_*$  – средняя плотность воды (в расчетах  $\rho_* = 1027 \text{ кг/м}^3$ ),  $g$  – ускорение силы тяжести,  $h_1$  и  $h_2$  – глубина горизонтов.

### Потенциальная завихренность Эртеля

Существует и другая форма потенциальной завихренности для случая непрерывной стратификации. В этом случае закон сохранения не требует использования предположений о направлении вихря или об отношении горизонтального масштаба к вертикальному, и консервативная величина называется потенциальной завихренностью Эртеля (Гилл, 1986a). В общем случае потенциальная завихренность для бароклинного потока в стратифицированной жидкости будет вычисляться по формуле (2.14) в векторном виде и формуле (2.15) в скалярном виде (Allen, Smeed, 1996; Smith, 2003; Stewart, 2008):

$$PV = \frac{\boldsymbol{\omega} + 2\boldsymbol{\Omega}}{\rho} \cdot \nabla \lambda, \quad (2.14)$$

$$PV = \frac{1}{\rho} \left( \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \frac{\partial \lambda}{\partial x} + \left( f_h + \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \frac{\partial \lambda}{\partial y} + (f + \zeta) \frac{\partial \lambda}{\partial z} \right), \quad (2.15)$$

где  $\boldsymbol{\omega}$  и  $2\boldsymbol{\Omega}$  – относительная и планетарная завихренность в векторном виде;  $\rho$  – плотность потока;  $\lambda$  – любая сохраняющаяся характеристика для каждого элемента жидкости;  $u, v, w$

– зональная, меридиональная и вертикальная компоненты скорости;  $f_h = 2\Omega \cos\varphi$ . Таким образом, в связи с постоянством потенциальной завихренности существует тесная связь между абсолютной завихренностью и статической устойчивостью, которая обусловлена действием силы плавучести, т.е. вертикальной стратификацией температуры и солёности (Шакина, 2013; Winkler, Zwatz-Meise, 2001).

В приближении Буссинеска рассматривается только вертикальная компонента, тогда выражение (2.15) примет следующий вид:

$$PV = \frac{\zeta + f}{\rho} \frac{\partial \lambda}{\partial z}, \quad (2.16)$$

Как говорилось ранее,  $\lambda$  – это любая сохраняющаяся характеристика для каждого элемента жидкости, например, для океана часто используется потенциальная плотность воды ( $\rho$ ), а для атмосферы – потенциальная температура ( $\theta$ ). Таким образом, потенциальная завихренность для океана будет вычисляться по формуле (2.17):

$$PV = \frac{\zeta + f}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (2.17)$$

или, если заменить часть выражения на частоту Вайселя-Брента  $N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}$ , то:

$$PV = -\frac{1}{g} (f + \zeta) N^2. \quad (2.18)$$

Отметим интересный момент. Согласно многим практическим работам (например, (Bosse et al., 2019; Smilenova et al., 2020; Trodahl et al., 2020)) в формуле вида (2.17) присутствует знак минус и, соответственно, отсутствует в формулах вида (2.18), что, с первого взгляда, несколько противоречит теореме Эртеля. Однако, если учесть, что  $\frac{D}{Dt}(PV) = 0$ , т.е.  $PV = \text{const}$ , то знак в целом не имеет значения. Авторы добавляют его для того, чтобы было удобнее анализировать положительные значения. Мы также далее будем приводить формулы с противоположным знаком для расчёта положительных значений потенциальной завихренности. Отметим, что в таком случае она будет положительна при условии покоящегося, устойчиво стратифицированного океана в северном полушарии (Bryan, 1987).

Рассмотрим вариации формул для расчёта потенциальной завихренности, встречающиеся на практике. Например, в работе (Smilenova et al., 2020) используется следующая формула (2.19):

$$PV = \frac{1}{g}(f + \zeta)N^2 + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \rho}{\partial y} \right), \quad (2.19)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения;  $u$ ,  $v$  – зональная и меридиональная компоненты скорости.

В работе (Bosse et al., 2019) приведена формула (2.20) для полярных координат:

$$PV(r, z) = \frac{1}{g}(f + \zeta)N^2 - \frac{1}{g} \frac{\partial v_\theta}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial r}. \quad (2.20)$$

При переходе к декартовым координатам можно получить следующую формулу (2.21):

$$PV = \frac{1}{g}(f + \zeta)N^2 - \frac{1}{g} \left( \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial y} \right), \quad (2.21)$$

где  $b = -\frac{g\rho}{\rho_0}$  – сила плавучести.

### Сравнение двух подходов

Часто предполагается, что Россби (Rossby, 1940, 1938, 1936) и Эртель (Ertel, 1942c, 1942b, 1942a; Schubert et al., 2004) независимо друг от друга вывели закон сохранения потенциальной завихренности. Однако, по мнению автора фундаментальной обзорной статьи (Samelson, 2003), это не так. Упомянем основные моменты.

В статье (Rossby, 1936) вывел закон сохранения движения лагранжевых частиц для модели мелкой воды. Он показал, как относительная завихренность связана с глубиной потока согласно закону сохранения. В статье (Rossby, 1938) Россби обобщил закон сохранения потенциальной завихренности для непрерывно стратифицированной гидростатической жидкости. Эти выводы повторяются в несколько иной форме в (Rossby, 1940), где автор непосредственно ввёл термин «потенциальная завихренность».

В 1942 году Эртель опубликовал несколько кратких статей, где он вывел набор теорем о потенциальной завихренности для идеальных негидростатических сжимаемых жидкостей (Ertel, 1942c, 1942b, 1942a; Schubert et al., 2004). Эртель в определении потенциального вихря использовал потенциальную температуру (для «сухой» атмосферы). Идею использовать плотность в случае несжимаемого движения стратифицированной (по плотности) жидкости, по всей видимости, впервые предложил К. Трусделл (Truesdell, 1951).

Статьи Россби, опубликованные ранее статей Эртеля, свидетельствуют о первенстве именно Россби, а не Эртеля. Тем не менее, известная теорема о сохранении потенциальной завихренности сегодня носит имя Эртеля, так как чаще всего она используется в формулировке Эртеля.

Результаты Эртеля более общие, чем у Россби, и сформулированы с использованием векторного исчисления и стандартной Эйлеровой вертикальной координаты, тогда как Россби использовал квазилагранжевые, изопикнические или изоэнтропические поверхности.

В ходе исследования мы вычислили потенциальную завихренность Эртеля по трём формулам: (2.18), (2.19) и (2.21). Было выявлено, что результаты отличаются друг от друга незначительно (в среднем разница порядка  $10^{-13}$ ), поэтому для условий Лофотенской котловины целесообразно использовать более простую формулу (2.18).

Итоговые расчёты потенциальной завихренности по Эртелю и Россби, приведённые в Главе 5, проводились по формулам (2.18) и (2.13), соответственно. В качестве примера на рисунке 2.3 приведены результаты расчётов по этим формулам для всего Мирового океана на глубине 500 метров. Отметим, что на рисунке приведён модуль потенциальной завихренности Эртеля, тогда как в действительности всё северное полушарие имеет отрицательные значения, а южное – положительные. Это вызвано влиянием параметра Кориолиса  $f$ , который имеет противоположные знаки в разных полушариях. Далее в настоящем исследовании также будет приводиться модуль потенциальной завихренности Эртеля.

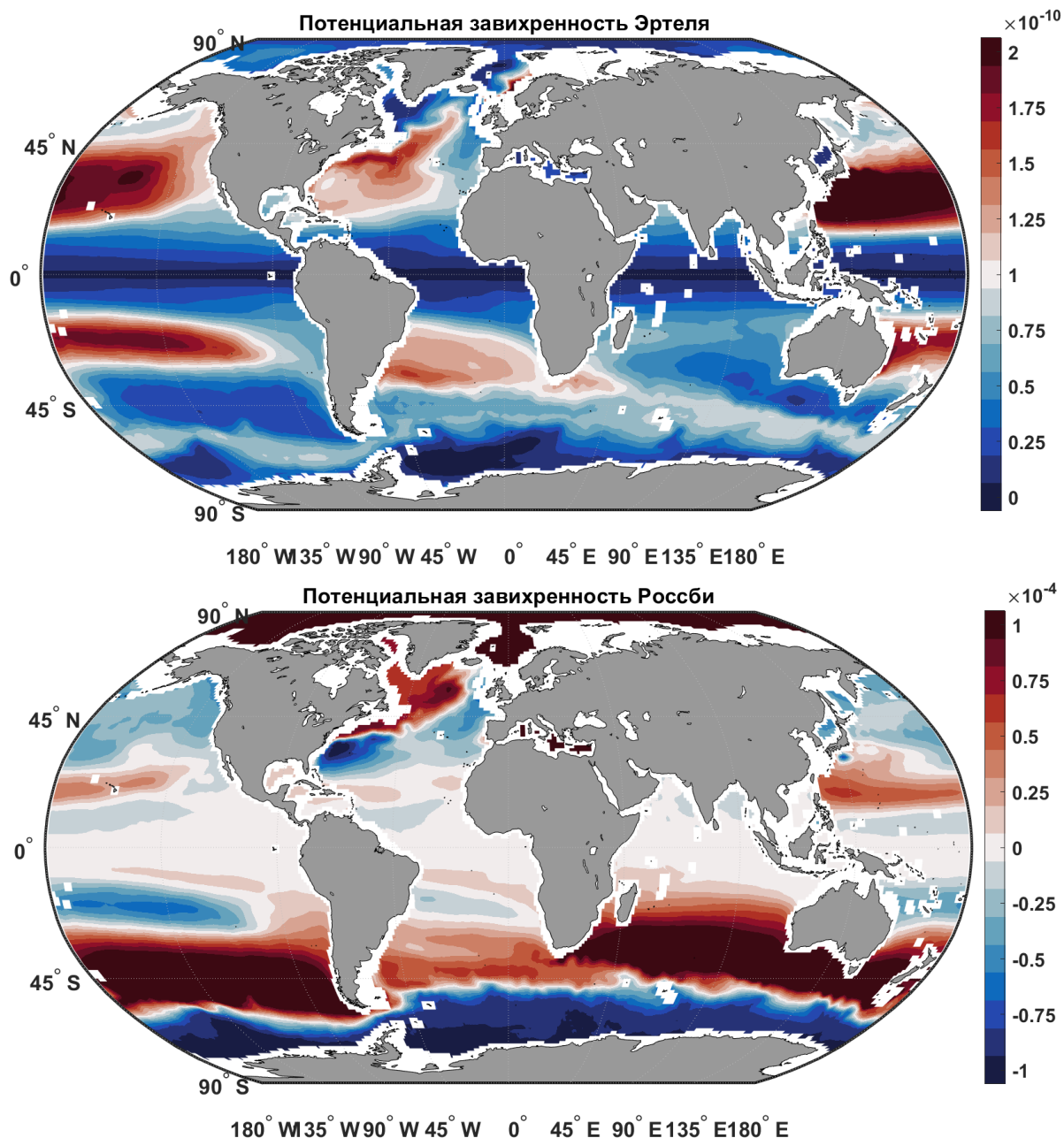


Рисунок 2.3. Модуль потенциальной завихренности Эртеля,  $\text{м}^{-1}\text{с}^{-1}$  (сверху) и потенциальная завихренность Россби,  $\text{с}^{-1}$  (снизу) на глубине 500 метров по данным GLORYS, осреднённым за период с 1993 по 2019 года

#### 2.2.4. Выделение границ Лофотенского вихря и расчёт его размеров

В настоящее время не существует стандартизированной методики выделения границ вихря. Наиболее распространённые способы – выделение по изопикническим / изотермическим поверхностям или по максимальным скоростям (даёт заниженные оценки радиуса вихря). Кроме того, при выделении вихря желательно учитывать динамические характеристики, поэтому также могут использоваться относительная и потенциальная

завихренности. Стоит помнить, что методы весьма условны, все критерии определяются эмпирически для конкретного вихря, и в целом полученные значения (объём вихря, его вертикальные и горизонтальные размеры) следует рассматривать не как абсолютные значения, а как относительные, хорошо отражающие временную изменчивость конкретного вихря.

Для выделения Лофотенского вихря были выбраны следующие эмпирические критерии: относительная завихренность  $\zeta < -5 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$  (рис. 2.4а–d, жёлтый), потенциальная завихренность  $PV < 4 \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$  (рис. 2.4а–d, красный). Для того, чтобы отсечь область малых значений потенциальной завихренности, находящихся глубже нижней границы вихря, мы также добавили критерий потенциальной плотности  $\sigma < 1027,96 \text{ кг/м}^3$  (рис. 2.4а–d, синий). Для расчёта потенциальной плотности и частоты Вэйсяля-Брента, необходимой для расчёта потенциальной завихренности, использовалось термодинамическое уравнение морской воды TEOS-10, реализованное в среде программирования Matlab.

Рассматривалась область, находящаяся в пределах 69–71° с.ш., 1–6° в.д. Далее были выделены маски всех областей, удовлетворяющих перечисленным условиям (рис. 2.4е–f, жёлтый). Но что делать, если в исследуемой области наблюдаются другие антициклонические вихри, для которых также выполняются поставленные условия? В большинстве случаев Лофотенский вихрь значительно интенсивнее других антициклонических вихрей в данном районе, т.е. обладает наибольшей отрицательной относительной завихренностью. По вертикали минимальная относительная завихренность наблюдается, как правило, в поверхностных слоях, однако большую часть года (в среднем 7–8 месяцев) ядро вихря изолировано от поверхности. В статьях (Зинченко и др., 2019; Fer et al., 2018; Travkin, Belonenko, 2019) было показано, что ядра мезомасштабных вихрей обычно расположены в слое 300–600 м. По этой причине центром Лофотенского вихря выбиралась точка с наименьшей относительной завихренностью на глубине 417 м (примерно посередине) (рис. 2.4е–h, красный крестик). В редких случаях, когда наименьшая относительная завихренность наблюдалась за пределами выделенной маски, определялось попарное расстояние между этой точкой и всеми остальными ячейками маски, а затем выбиралась ячейка, находящаяся на наименьшем расстоянии. Важно отметить, что минимальная относительная завихренность не всегда наблюдается именно в Лофотенском вихре, поэтому необходимо производить проверку на соответствующих этапах расчётов. Далее были выделены связанные трёхмерные области и присвоены им метки. Ячейки объединялись в одну область только если имели общую грань; в случае, если ячейки имели только общие ребро или вершину, они выделялись как разные области.



Лофотенским вихрем признавалась та область, которая содержит в себе точку, определённую ранее как центр вихря.

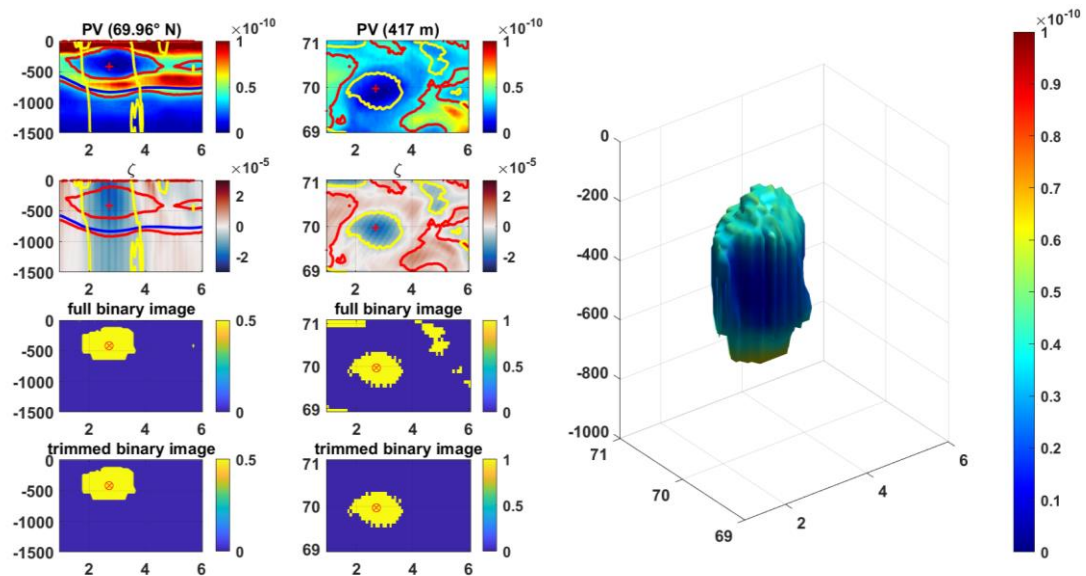


Рисунок 2.4. Потенциальная завихренность (а, б), относительная завихренность (с, д), маска всех областей, удовлетворяющих заданным условиям (е, ф), маска Лофотенского вихря (г, h) на вертикальном и горизонтальном разрезах. Форма ядра Лофотенского вихря (и), цветом показана потенциальная завихренность. Красным крестиком обозначен центр Лофотенского вихря. Рисунки приведены за июль 2007 года (среднемесячные значения)

Также нами были вычислены высота ядра вихря и его диаметр. Диаметр вихря определялся на каждом горизонте путём аппроксимации окружностью его границы (Bucher, 2021), а затем выбирался наибольший диаметр. Высота ядра определялась разностью между минимальной и максимальной глубиной, на которой был зарегистрирован вихрь. Объём вихря вычислялся как интегральное значение объёмов каждой ячейки, в которой вихрь был определён. Объём каждой ячейки был найден как произведение площади его основания (то есть площади соответствующей ячейки координатной сетки размером  $0,083^\circ \times 0,083^\circ$ ) на высоту ячейки.

### ГЛАВА 3. БАРОКЛИННЫЙ РАДИУС ДЕФОРМАЦИИ РОССБИ В НОРВЕЖСКОМ И ГРЕНЛАНДСКОМ МОРЯХ

Бароклиновый радиус деформации Россби является фундаментальным масштабом длины, на котором эффекты вращения становятся столь же важными, как и эффекты плавучести (Гилл, 1986b). Бароклиновый радиус деформации – это ключевое понятие для исследования большинства процессов мезомасштабной и синоптической динамики атмосферы и океана, в частности, вихрей, волн, а также фронтов, апвеллинга и др. Важность этого понятия следует уже из того факта, что бароклиновому радиусу деформации и его изменчивости посвящены отдельные исследования (Степанов, 2017; Alenius et al., 2003; Cai et al., 2008; Sueyoshi, Yasuda, 2009; Chelton et al., 1998; Emery et al., 1984; Fennel et al., 1991; Houry et al., 1987; Kurkin et al., 2020; Nurser, Bacon, 2014; Osiński et al., 2010; Saenko, 2006).

В данной главе мы анализируем пространственно-временную изменчивость бароклинового радиуса деформации для акваторий Норвежского и Гренландского морей, область ограничена координатами 64°–83° с.ш., 40° з.д. – 30° в.д. Согласно климатологии Челтона (Chelton et al., 1998), бароклиновый радиус деформации в исследуемой акватории не превышает 11 км, а для большей части акватории составляет 6–8 км, что соответствует оценкам (Fer et al., 2018; Nurser, Bacon, 2014) для этого региона. Однако данный регион – это район глубокой зимней конвекции. В Норвежском море глубина перемешанного слоя может достигать 1000 м (Федоров и др., 2019; Bosse et al., 2018; Fedorov et al., 2021; Spall, 2010b), а в Гренландской котловине – 2000 м (Федоров и др., 2018; Bashmachnikov et al., 2021; Wadhams et al., 2002). В климатологии Челтона для исследуемой области отсутствует около половины значений. Радиус деформации  $R_d$  рассчитывался по формуле (Chelton et al., 1998):

$$R_d = \frac{1}{\pi f(\varphi)} \int_{-H}^0 N(z) dz . \quad (3.1)$$

Теоретические аспекты расчёта радиуса деформации Россби подробно описаны в Разделе 2.2.1.

#### 3.1. Возникновение понятия

Возникновение понятия «радиус деформации» следует искать в трудах Бьеркнеса, который первым связал динамические характеристики частиц в синоптических образованиях с *радиусом кривизны* (*der Krümmungsradius*) поверхностей, по которым перемещаются эти частицы (Bjerknes, 1937). Именно у Бьеркнеса в 1937 году появляется

такое понятие как колебание (Wankungen) и волна (Welle). При этом Бьеркнес использует некое малое, «затравочное» волновое движение как механизм формирования циклонов. Однако этот анализ динамических уравнений носит скорее качественный характер и относится к атмосфере. Дальнейшее развитие этого подхода получило в трудах Карла Россби, в которых крупномасштабные движения атмосферных масс рассматривались с точки зрения механики жидкости (Rossby, 1939, 1938, 1937).

Россби (Rossby, 1938), напротив, строил математические модели для однородного по вертикали океана при этом он использовал термин «радиус деформации» для анализа отклика океана на кратковременное ветровое воздействие. Данный термин в настоящее время звучит как «экмановская накачка». Никаких волн у Россби в 1938 году не было, хотя термин радиус деформации появляется. Но он появляется как некое искривление поверхности океана на ветровое воздействие, что отличается от того, что вкладывал в этот термин Бьеркнес. Окончательно понятие «радиус деформации», как радиус кривизны соответствующей линии тока в точке, для которой определялась завихренность, Россби сформулировал и обосновал через уравнения движения в 1940 г. (Rossby, 1940). Таким образом, масштаб деформации, когда сила Кориолиса уравновешивается силой плавучести, определяется через радиус кривизны. Это объясняет, почему определенный горизонтальный масштаб пространственной изменчивости при исследовании синоптических и мезомасштабных процессов называют радиусом.

В дальнейшем, при рассмотрении бароклинных движений в анализе соответствующих систем уравнений появились подходы к оцениванию соответствующего масштаба изменчивости, свободные от оценки кривизны линий тока, однако при этом историческая преемственность в названии сохраняется, а радиус деформации Россби также называют бароклиным радиусом деформации.

### 3.2. Пространственная изменчивость

На рисунке 3.1 представлено пространственное распределение радиуса деформации. Видно, что максимальные значения  $R_d$  наблюдаются в Лофотенской котловине (до 10,9 км) и в глубокой части пролива Фрама (до 10,5 км). Также значительные величины  $R_d$  характерны для Норвежской котловины (до 9,7 км), для южной части Датского пролива (до 9,9 км), а также на северо-востоке региона. Отметим, что здесь мы привели максимальные значения за весь исследуемый период, но средние значения  $R_d$  в этих областях не превышают 9 км.

В целом распределение радиусов хорошо соответствует донной топографии региона – максимумы находятся в местах наибольших глубин (~3250 м для Лофотенской котловины и ~4000 м для Норвежской котловины и северной части региона). Это не удивительно:  $R_d$  напрямую зависит от глубины, поэтому максимальные значения радиуса соответствуют наиболее глубоким частям рассматриваемой акватории.

Однако Гренландская котловина, которая является наиболее глубокой из всех трех – это удивительное исключение. Глубина в центральной части Гренландской котловины достигает 4846 м, однако средние значения  $R_d$  составляет всего лишь 3,5–4 км. Причиной таких небольших значений  $R_d$  является частота плавучести ( $N$ ), которая должна быть значительно меньше, чем в соседних котловинах, поскольку параметр Кориолиса ( $f$ ) имеет равномерное зональное изменение. В свою очередь частота плавучести зависит от плотности воды и её вертикального градиента. Гренландская котловина является областью глубокой конвекции, которая достигает 2000 м (Федоров и др., 2018; Bashmachnikov et al., 2021; Wadhams et al., 2002) и происходит при отрицательных градиентах плотности. В результате подкоренное выражение частоты Вайсяля-Брента получается отрицательным, а характеристика на рассчитываемом горизонте принимается равной нулю и это приводит к невысоким значениям  $R_d$ , рассчитываемым по формуле (3.1).

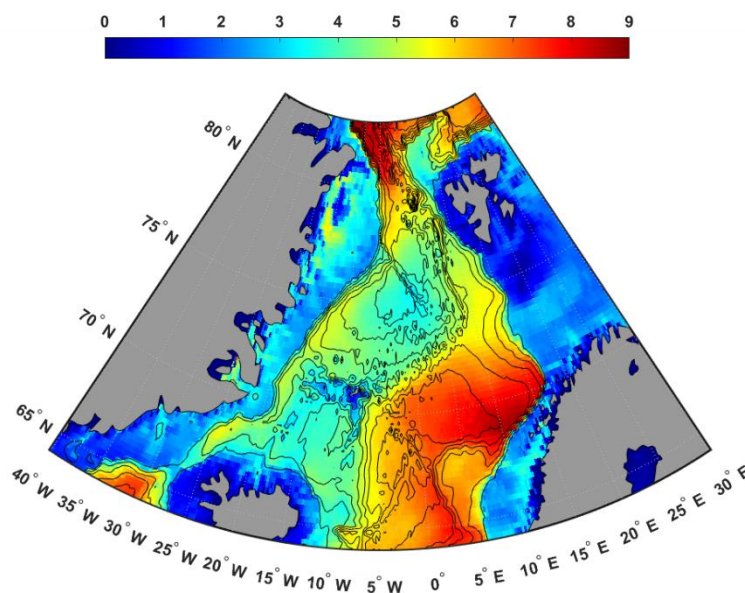


Рисунок 3.1. Средний бароклинный радиус деформации Россби (в км) за 1993–2018 гг. (цветовая шкала) и батиметрия (изолинии). Изолинии проведены через каждые 500 м

Важно отметить, что пространственное распределение  $R_d$  также хорошо согласуется со схемой Атлантической меридиональной опрокидывающей циркуляции (рис. 1.1). Основной водообмен между Северо-Европейским бассейном и Северной Атлантикой происходит через несколько «разломов» в Гренландско-Шотландском хребте (Østerhus et al., 2001). Преимущественно теплые поверхностные атлантические воды поступают через разрез Исландия – Шотландия в Норвежскую котловину, однако около 12 % поступают через Датский пролив (Østerhus et al., 2001). Здесь наблюдаются большие значения  $R_d$ , поскольку тёплые атлантические воды значительно увеличивают плотностной градиент за счёт относительно высокой температуры воды, особенно в верхних слоях. Далее атлантические воды поступают в Лофотенскую котловину, которая является мощным тепловым резервуаром в регионе за счёт изопикнической адвекции (Новоселова, Белоненко, 2020; Rossby et al., 2009a), а также за счёт вихревой адвекции (Зинченко и др., 2019; Gordeeva et al., 2020; Köhl, 2007; Volkov et al., 2015), что приводит к увеличению продолжительности нахождения атлантических вод в котловине. Именно благодаря этому в Лофотенской котловине наблюдается максимальный радиус деформации несмотря на то, что там, как и в Гренландской котловине, происходит глубокая конвекция. Далее часть атлантических вод поступает в Баренцево море, а другая – в Северный Ледовитый океан через пролив Фрама, где образуется мощный вертикальный температурный градиент из-за поверхностных тёплых атлантических вод и подповерхностных холодных арктических (Meyer et al., 2017). Причиной невысоких значений радиуса деформации в Баренцевом море, вероятно, является небольшая его глубина.

### 3.3. Сезонная изменчивость

Челтон в статье (Chelton et al., 1998) разработал климатологию  $R_d$  для всего Мирового океана, однако, как сказано выше, без учета эффектов временной изменчивости стратификации. Это является значительным минусом, поскольку для большинства районов Мирового океана характерна сезонная изменчивость частоты плавучести.

Рассмотрим сезонную изменчивость бароклинного радиуса деформации для исследуемого района. На рисунке 3.2 приведены распределения радиуса для февраля и августа. Видно, что наибольшие значения  $R_d$  достигаются в тёплое время года (июль – сентябрь), а наименьшие – в холодное (январь – март), что связано с увеличением температуры воды и плотностных градиентов в летнее время. В таблице 3.1 даны средние и максимальные значения  $R_d$  в различные месяцы. Видно, что в среднем сезонная

изменчивость варьирует в пределах 1–2 км, причем максимальные значения достигаются либо в Лофотенской котловине, либо в проливе Фрама.

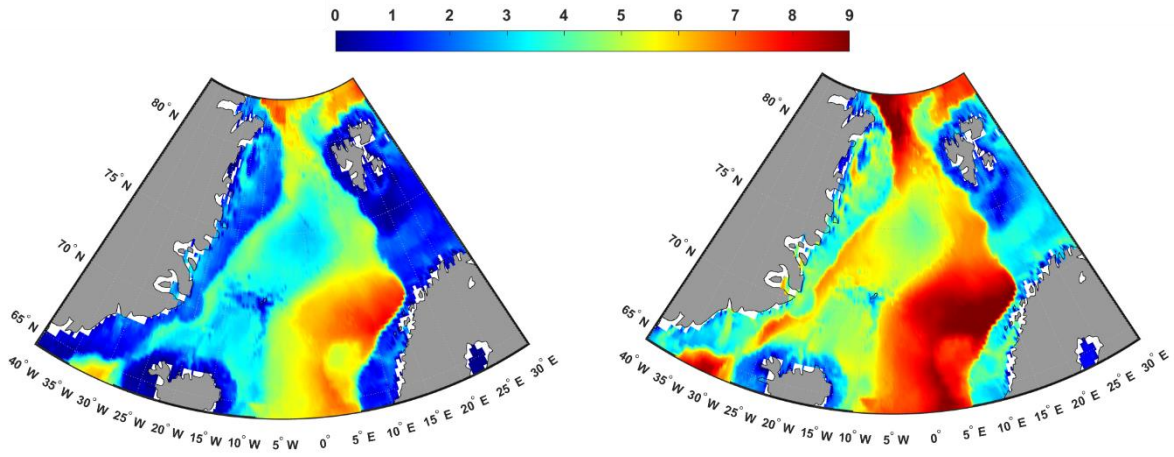


Рисунок 3.2. Бароклиный радиус деформации Россби (в км) в феврале (слева) и августе (справа), осреднённый за 1993–2018 года

Таблица 3.1. Максимальные и средние значения бароклиного радиуса деформации Россби по среднемесячным данным. В последней строке указано местоположение максимума (ЛК – Лофотенская котловина, ПФ – пролив Фрама). Красным выделены наибольшие значения, синим – наименьшие.

	Янв	Фев	Мар	Апр	Май	Июн	Июл	Авг	Сен	Окт	Ноя	Дек
<b>mean</b>	3,32	3,32	3,32	3,48	3,72	4,07	4,71	4,99	4,94	4,54	4,15	3,76
<b>max</b>	8,30	7,96	8,88	9,23	9,28	9,46	9,92	9,89	9,70	9,31	9,32	9,00
<b>Локация</b>	ЛК	ЛК	ПФ	ПФ	ПФ	ПФ	ПФ	ПФ	ЛК	ЛК	ЛК	ПФ

В работе (Kurkin et al., 2020), была исследована сезонная изменчивость бароклиного радиуса деформации Россби в Балтийском, Средиземном, Чёрном и Охотском морях. Авторы пришли к выводу, что сезонная изменчивость оказывает сильное влияние на первый бароклиный радиус Россби в основном в мелководных и прибрежных районах, а в глубоководных районах влиянием сезонных изменений стратификации на радиус можно пренебречь. Однако наше исследование не подтверждает данный вывод. Из рисунка 3.3 видно, что наибольшие различия между радиусами в зимнее и летнее время наблюдаются в Датском проливе (3–3,5 км), а также в проливе Фрама, который является наиболее глубокой частью района (более 4,5 км). В целом западная часть исследуемой области больше подвержена сезонной изменчивости. Именно в этом месте пролегают глубинные атлантические воды, возвращающиеся назад в Северную Атлантику (Raj, 2013).

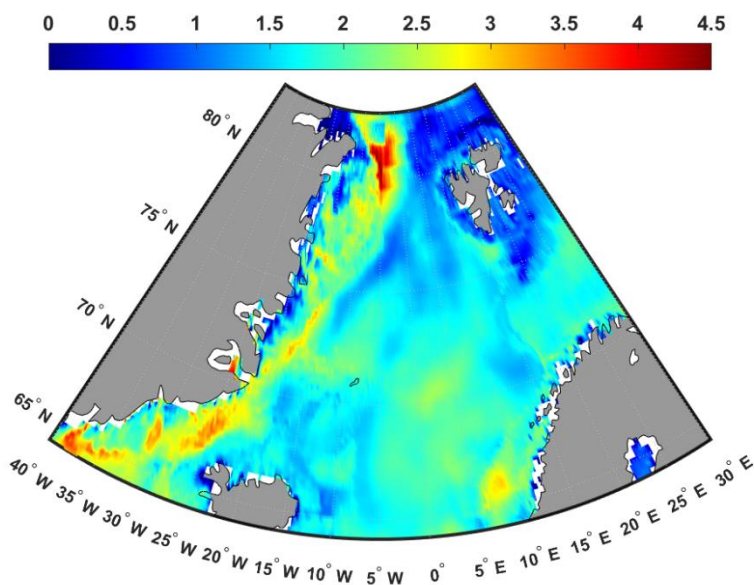


Рисунок 3.3. Разница между средним бароклинным радиусом деформации Россби (в км) в феврале и августе.

### 3.4. Межгодовая изменчивость

Авторы статей (Saenko, 2006; Sueyoshi, Yasuda, 2009) смоделировали потенциальные изменения  $R_d$  в будущем на основе различных моделей общей циркуляции и сделали вывод, что практически на всех широтах зонально усредненные значения  $R_d$  будут расти к концу XXI века, что обусловлено глобальным изменением климата. При этом наибольшее абсолютное увеличение радиуса прогнозируется именно на низких широтах, где значения  $R_d$  и без того велики, тогда как в средних и высоких широтах увеличение  $R_d$  не столь значительно, однако составляет 10–20 % (Saenko, 2006).

Рассмотрим, как изменяется радиус деформации в исследуемой области в период с 1993 по 2018 гг. На рисунке 3.4 приведены распределения средних и максимальных значений бароклинного радиуса деформации Россби по годам. Отметим, что все значения получены на основе среднегодовых данных. Видно, что за 26-летний период наблюдений в регионе в целом отмечается увеличение как средних, так и максимальных значений  $R_d$ . При этом средние значения увеличиваются на  $\sim 0,013$  км за 10 лет, а максимальные – на  $\sim 0,069$  км за 10 лет. Согласно критерию Стьюдента, оба тренда являются значимыми. Наибольшие максимальные значения в 2002 г. (9,22 км) и 2015 г. (9,34 км) наблюдались в Лофотенской котловине.



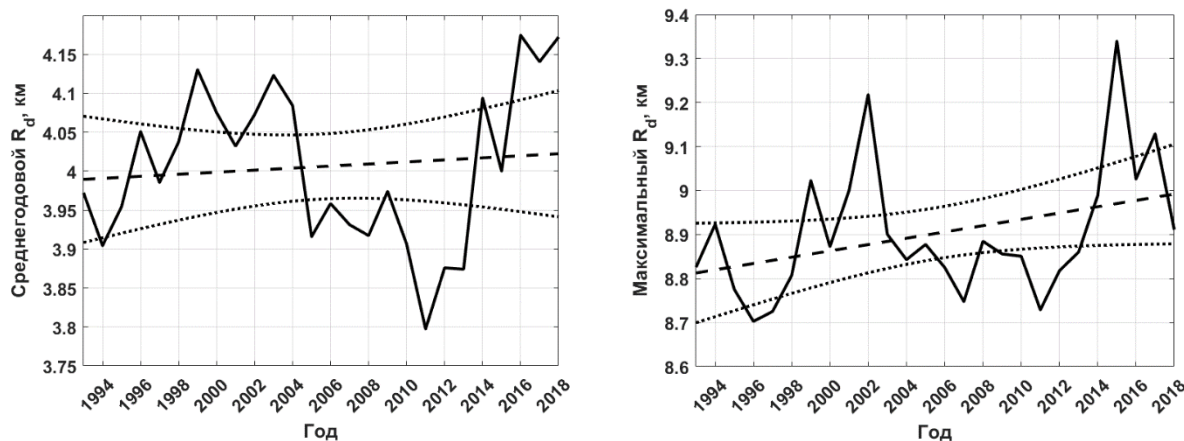


Рисунок 3.4. Средние (слева) и максимальные (справа) значения бароклинного радиуса деформации Россби по годам в исследуемом районе. Пунктирной линией нанесён линейный тренд, точечной линией – 95% доверительный интервал.

### 3.5. Сложности, возникающие при расчёте радиуса деформации

Расчет  $R_d$  часто не является простой задачей. Проблемой является то, что не всегда возможно определить по TS-профилям частоту Вэйсяля-Брента. Как правило, такие проблемы, о которых также указано в статье (Chelton et al., 1998), возникают на мелководье или в шельфовых областях, где невозможно дискретизировать плотность на профиле и, соответственно, рассчитать частоты плавучести. Во время конвекции, когда стратификация неустойчива и подкоренное выражение частоты плавучести является отрицательным, мы принимали стратификацию нейтральной, т.е.  $N = 0$ .

Если использовать подход двухслойной модели океана, возникает другая сложность – при определении глубины границы между слоями. Например, в работе (Белоненко и др., 2016) авторы использовали глубину максимальной частоты Вэйсяля-Брента, однако для нашего региона при попытке проведения расчётов по аналогичной методике выяснилось, что имеется большое количество точек, где максимальная частота плавучести наблюдалась на поверхности. Это, вероятно, связано с выходом суточного термоклина на поверхность. Это приводит к проблеме автоматического выделения главного пикноклина, что является отдельной и весьма нетривиальной задачей. Мы также попытались использовать в качестве границы глубину верхнего квазиоднородного слоя, однако в связи с большими сезонными и пространственными изменениями характеристики нам не удалось получить удовлетворительные результаты. Например, в Гренландской котловине верхний квазиоднородный слой может достигать 2000 м (Федоров и др., 2018; Bashmachnikov et al., 2021; Wadhams et al., 2002), в Лофотенской котловине – 1000 м (Федоров и др., 2019; Bosse



et al., 2018; Fedorov et al., 2021; Spall, 2010b), тогда как в соседних областях (или в летнее время, когда отсутствует конвекция) его глубина может составлять всего несколько десятков метров. Тем не менее работоспособность данного подхода была показана на примере Северо-западной части Тихого океана в работе (Белоненко и др., 2016). (Fer et al., 2018) также использовали данный метод для расчётов радиуса деформации в Лофотенской котловине, однако авторы использовали фиксированную глубину  $h_1$  в конкретный период и не рассматривали внутригодовую изменчивость.

## ГЛАВА 4. ИЗОПИКНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВОД ЛОФОТЕНСКОЙ КОТЛОВИНЫ

### 4.1. Глубины залегания изостерических поверхностей

На рисунке 4.1 представлены полученные средние глубины залегания всех четырёх  $\delta$ -поверхностей s41, s31, s21 и s07 в весенний период. Обратимся к рисунку. На поверхности s41 наблюдается некоторое понижение в районе плато Воринг, а также частично видна так называемая Шпицбергенская впадина (Svalbard Trough). Первое понижение имеет батиметрический характер, тогда как второе связано с потоком атлантических вод, направленных к Шпицбергену (Rossby et al., 2009a). Схожая картина наблюдается на поверхности s31, однако здесь появляется два небольших замкнутых понижения: одно в центре Лофотенской котловины, а другое у Лофотенских островов. Границы мелководной области отодвигаются к северо-западу, следуя точно вдоль южного склона хребта Мона. На поверхности s21 происходит слияние двух понижений с преобладанием первого, общий диаметр замкнутого понижения увеличивается. Такое углубление в Лофотенской котловине в статье (Rossby et al., 2009a) называют «большим тепловым бассейном». Максимальная глубина наблюдается в центре котловины и немного превышает 800 метров, что примерно на 200 метров больше, чем на s31. Северо-западная граница ещё больше сдвигается за хребет Мона. Самая глубокая поверхность s07 в целом повторяет черты s21, происходит лишь ещё большее расширение впадины и понижение самой глубокой точки более чем на 250 м. Таким образом, максимальная глубина на этой поверхности составляет более 1050 м и достигается в районе расположения Лофотенского вихря.

На трёх верхних поверхностях наблюдается ступенчатое сгущение изолиний у хребта Мона. В целом на всех  $\delta$ -поверхностях наблюдается углубление поверхностей по направлению от северо-запада к юго-востоку, при этом изолинии часто располагаются параллельно главным формам рельефа исследуемой области – хребту Мона, плато Воринг, береговой линии скандинавского шельфа. Важно отметить, что поверхности существуют весь год только на глубинах, превышающих 100–200 м, в то время как на меньших глубинах они периодически исчезают в период весеннего нагрева и затем появляются повторно.

Приведённые изображения несколько отличаются от результатов, полученных в (Rossby et al., 2009a). Согласно нашим расчётам, замкнутое углубление в центре Лофотенской котловины наблюдается уже на  $\delta$ -поверхности s31, тогда как в работе (Rossby et al., 2009a) оно появляется глубже – на s21. Кроме того, полученные нами максимумы глубин в среднем на 100 м больше, чем в вышеупомянутом исследовании (за исключением s41).

Обратим внимание, что в Лофотенской котловине увеличение глубин изостерических поверхностей на рисунке 4.1 происходит в направлении с запада на восток: поверхности как бы наклонены к востоку. Это означает, что заглублиение атлантических вод в котловине происходит в направлении с запада на восток. В то же время вихревая адвекция происходит, преимущественно, в противоположном направлении (Зинченко и др., 2019; Gordeeva et al., 2020; Köhl, 2007; Volkov et al., 2015). Разнонаправленные процессы способствуют увеличению продолжительности нахождения атлантических вод в котловине и усилению ее роли как огромного теплового резервуара в регионе.

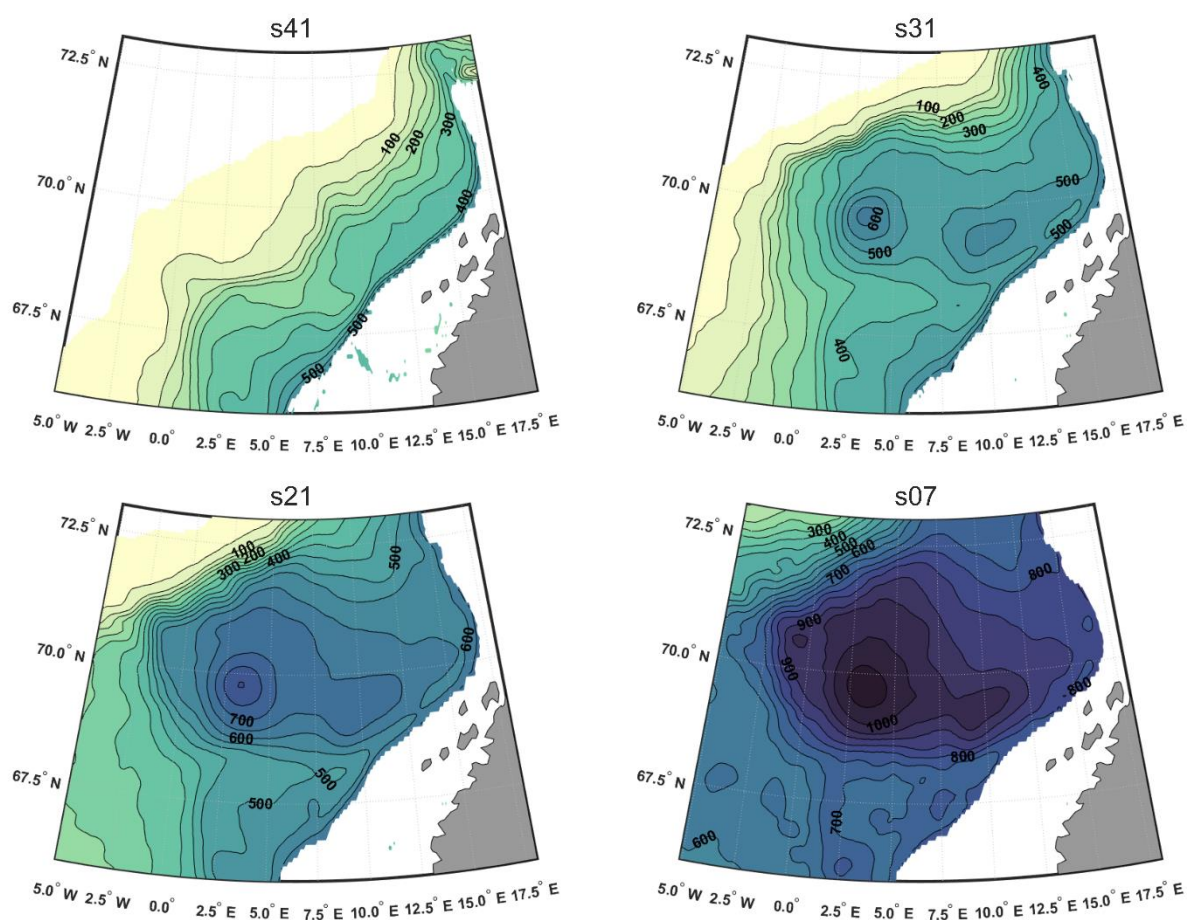


Рисунок 4.1. Среднемноголетняя глубина  $\delta$ -поверхностей s41, s31, s21 и s07 весной. Изолинии проведены через каждые 50 м и подписаны через одну. Минимальная изображаемая цветом глубина – 0,5 м

#### 4.2. Распределения термохалинных характеристик на изостерических поверхностях

Мы обнаружили, что на каждой из четырёх  $\delta$ -поверхностей температура и солёность имеют схожий между собой рисунок, поэтому в дальнейшем мы анализируем только распределения температуры на изостерических поверхностях. На рисунке 4.2 видно, что наиболее тёплая (и, следовательно, солёная) вода на поверхностях s41 и s31 находится на севере и северо-западе акватории и уменьшается к югу на 1–2 °С, а расположение изотерм близко к зональному с подъемом к северо-востоку. Однако на s21 распределение меняется: на северо-западе выделяется полоса наибольших значений 3 °С, равномерно уменьшаясь к северо-западу (изотермы почти параллельны), а на юго-востоке образуется обширная область с температурой воды, не превышающей 2,5 °С, вытянутая с характерным загибом в сторону расположения Лофотенского вихря. Поверхность s07 характеризуется почти однородным распределением температуры с низкими значениями около нуля, где разброс между максимальным и минимальным значением не превышает 0,6 °С, и с незначительным ее повышением на западе и востоке области. Эти результаты отличаются от распределений температуры на изостерических поверхностях, полученных по климатологическим данным (Rossby et al., 2009a), где фиксируется сдвиг тепловых аномалий на северо-восток район Шпицбергенской впадины и продолжается в районе впадины Баренцева моря.

Отметим также некоторое сходство с основными формами рельефа, которое также наблюдается и на рис. 4.1: на поверхностях s41 и s31 изолинии 5,5 °С (для s41) и 4 °С (для s31) огибают плато Воринг и следуют параллельно восточному склону Лофотенской котловины. На поверхности s21 наблюдается сгущение изолиний параллельно хребту Мона. Однако на этом сходство заканчивается и в остальном структура распределения температуры (и солёности) значительно отличаются от изолиний глубины залегания  $\delta$ -поверхностей, приведённых на рисунке 4.1.

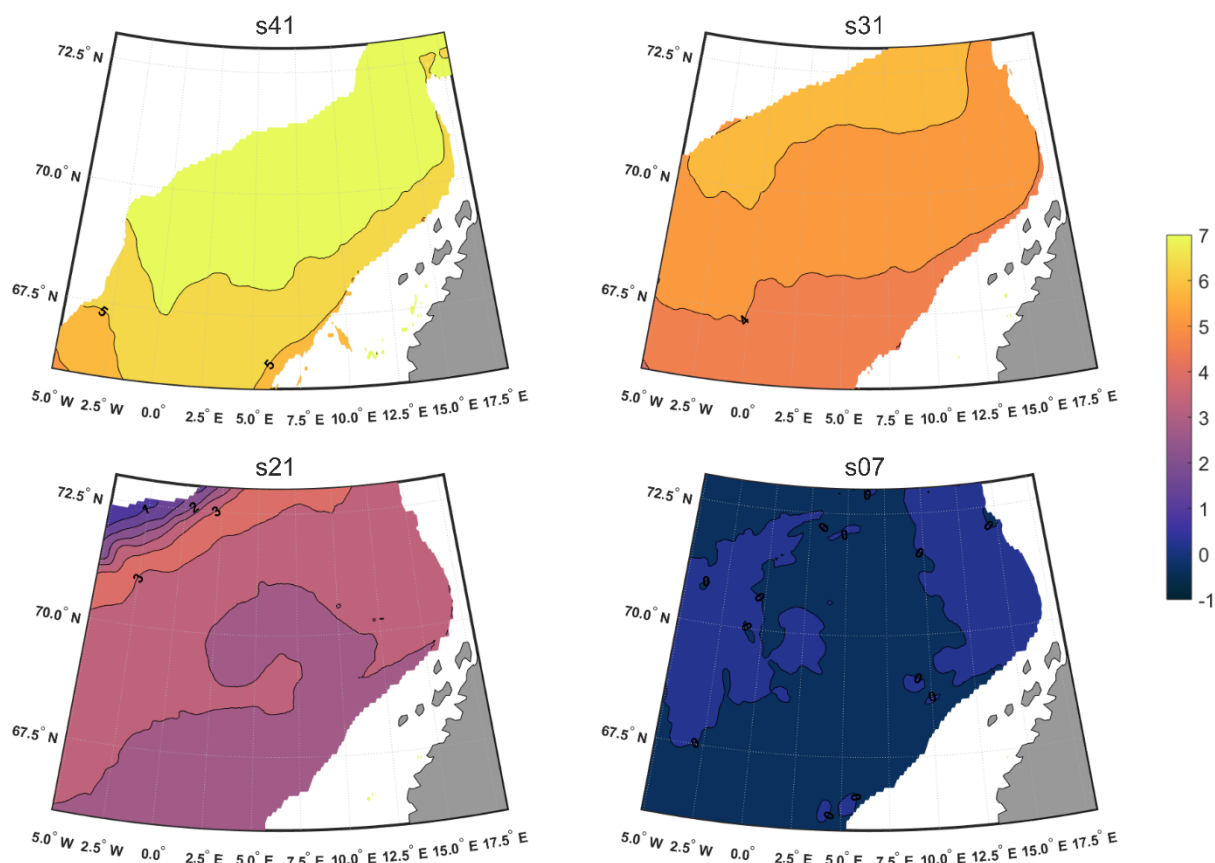


Рисунок 4.2. Среднегодовые распределения температуры воды на  $\delta$ -поверхностях s41, s31, s21 и s07 в весенний период. Изолинии проведены через каждые  $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$  и подписаны через одну

### 4.3. Межгодовая изменчивость изостерических поверхностей

Мы построили карты среднегодовых глубин для  $\delta$ -поверхностей и соответствующих распределений температуры за период 1993–2018 гг. (всего 208 карт за 26 лет). Обнаружено, что на каждой из поверхностей s41 отмечается наклон изолиний на северо-восток и заглубление в направлении к скандинавскому шельфу. Начиная с 2014 г. наблюдается «наступление» мелких изолиний (50–100 м) на северо-запад и увеличение заглубленной до 500 м области на востоке, а также образование углубления в районе расположения Лофотенского вихря. В наибольшей степени это проявляется в 2016 г. Указанные особенности поверхности s41 в некоторой степени также характерны для s31, s21 и s07.

Изменчивость максимальной глубины изостерических поверхностей представлена на рисунке 4.3а. Следует отметить, что максимальные глубины у поверхности s41 достигаются в восточной части акватории, в отличие от поверхностей s21 и s07, где

максимальные глубины соответствуют области расположения Лофотенского вихря; на поверхности s31 максимальные глубины в разные годы соответствовали разным районам: в 2000, 2003–2007, 2009, 2010, 2013–2018 гг. – в области расположения Лофотенского вихря, а в остальные годы – на востоке акватории. Температурные распределения на поверхностях отличаются значительным разнообразием, но везде наблюдается сгущение изотерм в направлении к хребту Мона и сдвиг области максимальных значений либо к северо-востоку, либо к северу.

На рисунке 4.3а видно, что максимум глубин на трех поверхностях (за исключением самой мелкой s41) наблюдается в 2010 г. Интересно отметить, что именно 2010 г. выделяется как год с наиболее глубокой конвекции, которая была зафиксирована 6 профилями ARGO в районе Лофотенского вихря. Также прослеживается соответствие максимумов на рисунке 4.3а с наблюдениями глубокой конвекции, зафиксированными в 2000, 2013 и 2016 гг. (Федоров и др., 2019). Однако при этом площади высоких значений глубин у поверхности s07 (рис. 4.3б) не коррелируют с годами максимальной конвекции. Наибольшие площади были зафиксированы в 1994, 2003, 2009 и 2014 гг. Вполне вероятно, что события глубокой конвекции могут проявляться по-разному: либо максимальными глубинами верхнего квазиоднородного слоя в небольшой ограниченной области, либо меньшими глубинами, но зато распространяющиеся на больший горизонтальный масштаб.

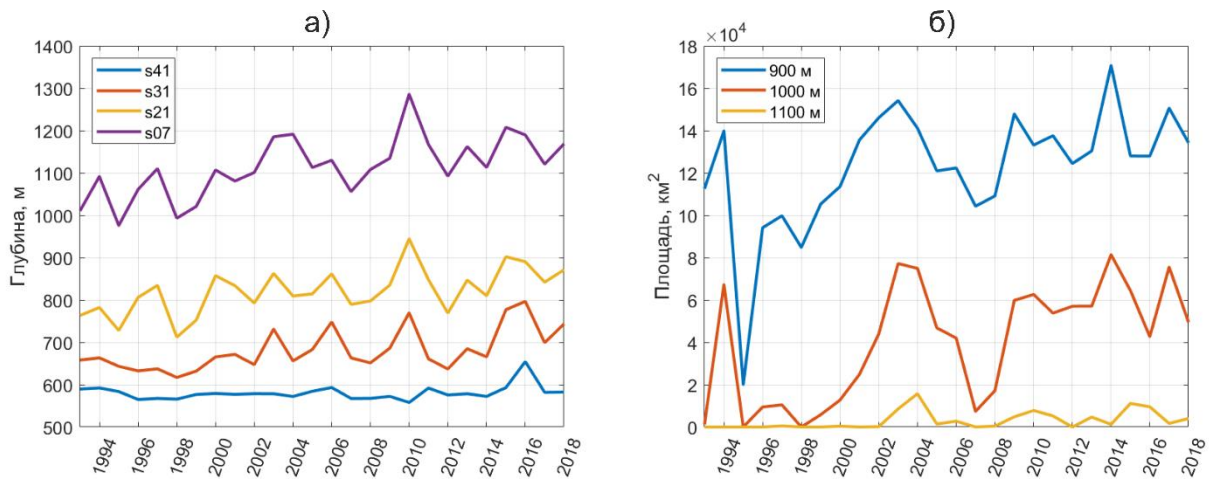


Рисунок 4.3. Межгодовая изменчивость максимальной глубины 4-х изостерических поверхностей (а); площадь области, ограниченная изобатами 900, 1000 и 1100 м на поверхности s07 (б)

Рассмотрим изостерическую поверхность  $s07$ , на которой аномалия удельного объёма равна  $0,7 \cdot 10^{-7} \text{ м}^3/\text{кг}$  (потенциальная плотность  $\sim 28,04 \text{ кг/м}^3$ ). Эта поверхность расположена достаточно глубоко, её максимальная глубина в большинстве случаев превышает 1000 м.

В центре Лофотенской котловины происходит опускание изопикнических поверхностей, что, вероятно, связано с увеличением объема более лёгких поверхностных и промежуточных атлантических вод. Чтобы оценить величину этого заглужения, мы вычислили приблизительный объём воды, ограниченный поверхностью  $s07$  и изобатой 1000 м, разбив область на несколько столбов жидкости. На рисунке 4.4 представлен схематический разрез изопикнической поверхности  $s07$ , иллюстрирующий это. Объём каждого столба жидкости был найден как произведение площади его основания  $S_n$  (то есть площади соответствующей ячейки координатной сетки размером  $0,083^\circ \times 0,083^\circ$ ) на высоту  $H_n$  (глубина изопикнической поверхности минус 1000 м). Для получения итогового объёма все полученные значения суммировались. Таким образом, расчёты проводились по формуле  $V = \sum S_n H_n$ , где  $H_n$  – глубина изопикнической поверхности относительно выбранного горизонта (в нашем случае 1000 м);  $S_n$  – площадь одной ячейки координатной сетки ( $0,083^\circ \times 0,083^\circ$ ), где глубина поверхности составляет более 1000 м;  $n$  – номер столба жидкости.

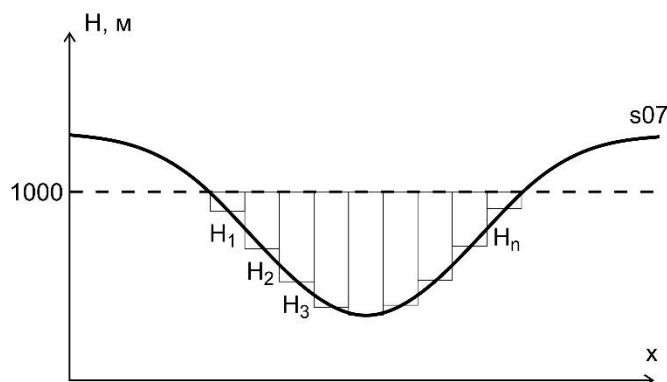


Рисунок 4.4. Схематический разрез изопикнической поверхности  $s07$

На рисунке 4.5 представлен объём заглужения изопикнической поверхности  $s07$ , расположенной глубже 1000 м. Интенсивная конвекция, наблюдаемая в Лофотенской котловине зимой 2010 года и зафиксированная в наблюдениях буёв Argo, проявилась в увеличении объёма воды, ограниченного поверхностью  $s07$  и изобатой 1000 м. Аномальное увеличение объёма наблюдается в 2004 году, однако этот год не охвачен наблюдениями Argo. Также явно аномальное увеличение объёма зафиксировано в 2010 и 2011 годах, после

интенсивных конвективных событий. Увеличение объема поверхностных и промежуточных атлантических вод происходит вследствие конвекции, вытесняет нижележащие воды, заглубляя поверхность s07.

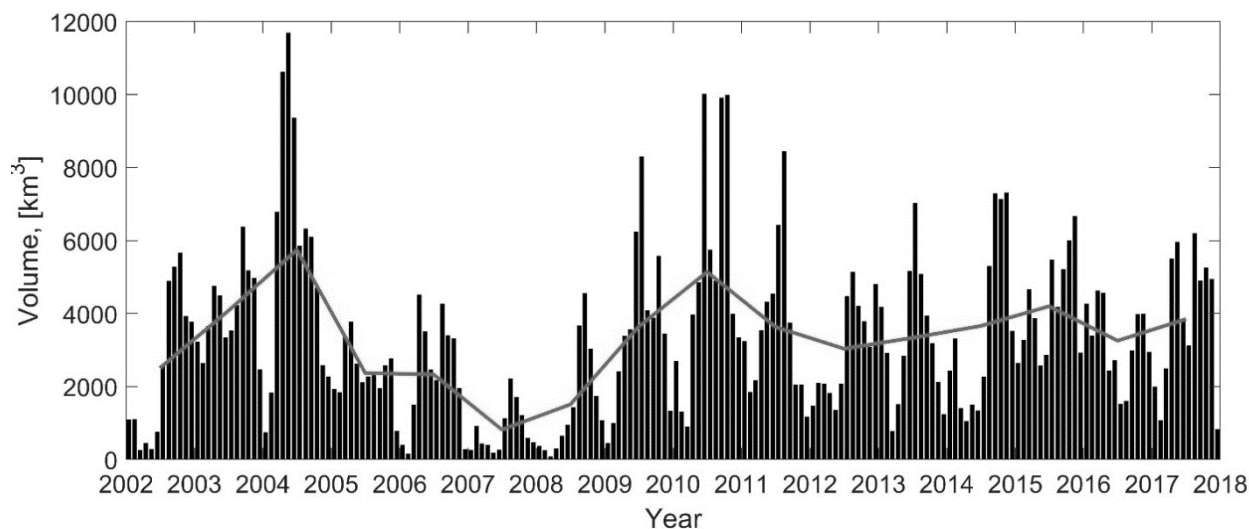


Рисунок 4.5. Объем воды, ограниченный поверхностью s07 и изобатой 1000 м (в км<sup>3</sup>). Линия иллюстрирует среднегодовой объем

#### 4.4. Сезонная изменчивость изостерических поверхностей

Как и следовало ожидать, в сезонной изменчивости наибольшие изменения происходят в верхних слоях и, соответственно, характерны для поверхности s41. На рисунке 4.6 видно, что зимой поверхность s41 распространяется на всю котловину с максимальными глубинами до 500 м у скандинавского шельфа. В центре Лофотенской котловины максимальные глубины не превышают 300 м. В середине бассейна поверхность s41 выгибается вверх узкой полосой, разделяя акваторию котловины на две части, что, скорее всего, обусловлено границами основных струй NwASC. Следует отметить, что подобная картина наблюдается только зимой и только на поверхности s41. Весной на северо-западе поверхность s41 обнажается, а изолинии почти параллельны береговой черте. Однако уже к лету они постепенно заглубляются в сторону центра Лофотенской котловины, достигая максимальных глубин зимой (рис. 4.6). Летом и осенью поверхность увеличивается в размерах и охватывает всю акваторию.



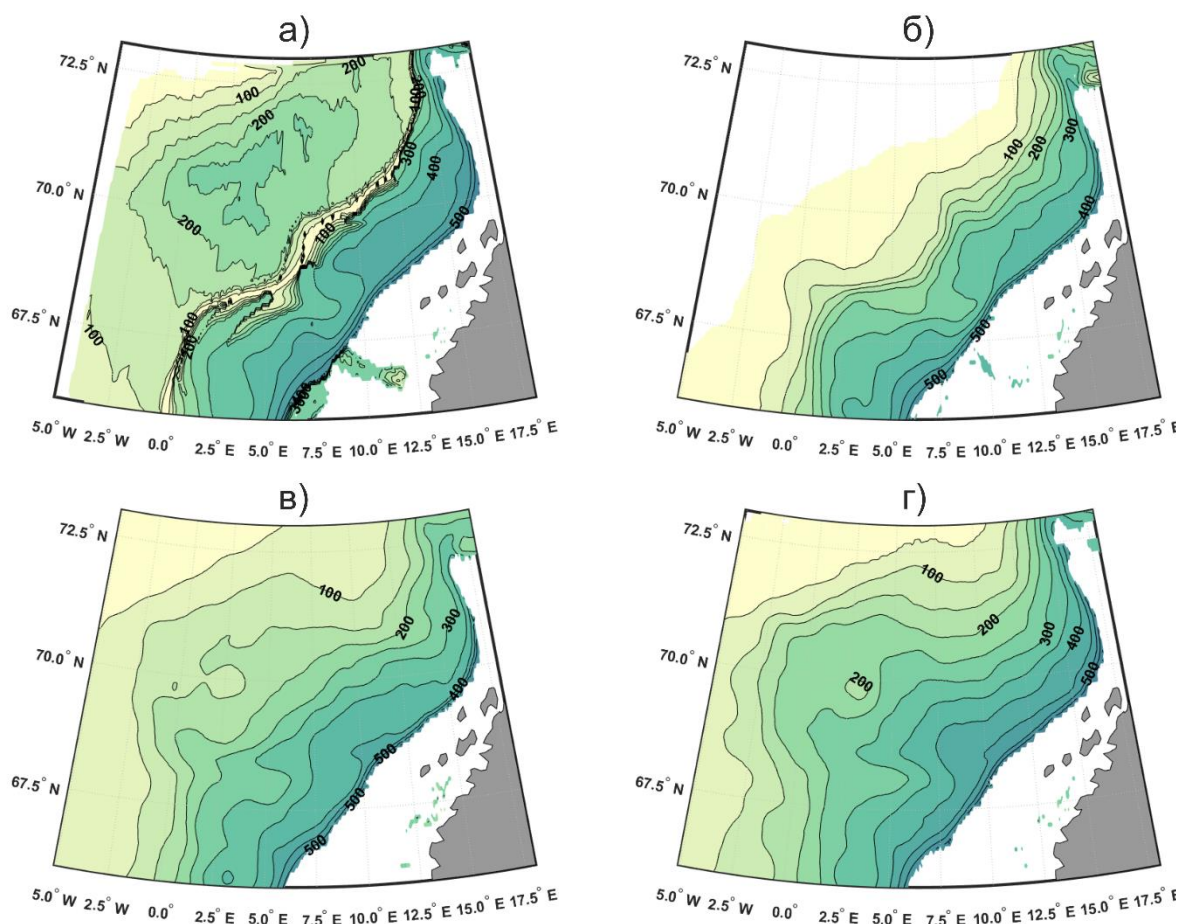


Рисунок 4.6 – Среднегодовая глубина  $\delta$ -поверхности  $\sigma_{41}$  зимой (а), весной (б), летом (в) и осенью (г). Изолинии проведены через каждые 50 м и подписаны через одну. Минимальная изображаемая цветом глубина – 0,5 м

На поверхности  $\sigma_{31}$  (не показано) зимой выделяется полоса низких глубин (до 100 м), отделяющая две более глубокие области, подобно наблюдаемой на рисунке 4.6а. Однако в отличие от  $\sigma_{41}$ , на поверхности  $\sigma_{31}$  полоса пересекает экваторию с западной стороны от области расположения Лофотенского вихря. Возможно, эта полоса на поверхности  $\sigma_{31}$  отделяет воды NwAFC от остальной части акватории. На  $\sigma_{31}$  заглупление в центре Лофотенской котловины наблюдается в течение всего года и достигает глубины, превышающей 550 м зимой, 600–650 м весной и осенью, 700 м летом. При этом зимой заглупление  $\sigma_{31}$  наблюдается не только в центре котловины, но и несколько восточнее – недалеко от Лофотенских островов. Еще одной особенностью  $\sigma_{31}$  является формирование глубокой области, соединяющей район Лофотенского вихря с областью максимальных градиентов глубины скандинавского шельфа, называемой в англоязычных источниках Lofoten Escarpment (Лофотенский откос). Некоторые исследователи считают (Rossby et al., 2009a), что именно здесь чаще всего происходит отрыв мезомасштабных вихрей от NwASC

и их последующий дрейф в направлении к Лофотенскому вихрю. Однако более поздние исследования это не подтвердили (Зинченко и др., 2019; Gordeeva et al., 2020). Формирование этой специфической области начинается еще осенью с образования двух центров заглубленных областей (см. также рис. 4.1), усиливается зимой, весной еще наблюдаются два центра, но уже летом они соединяются в единую область, вытянутую с востока на запад.

Поверхность s21 почти идентична поверхности s31, но только глубины на 100–200 м больше. Однако в отличие от s41 и s31, на поверхности s21 отсутствуют полосы с мелкими глубинами, разделяющие акваторию на две части. Поверхность s07 менее всего подвержена сезонной изменчивости. Как и на s31 и s21, на s07 присутствует зонально вытянутая область, соединяющая скандинавский склон и с областью расположения Лофотенского вихря, которая в (Rossby et al., 2009a) называется «большим тепловым бассейном» региона.

Таблицы 1 и 2 также характеризуют сезонную изменчивость  $\delta$ -поверхностей. Для поверхности s41 максимальная глубина достигается в восточной части акватории у скандинавского шельфа, а на остальных поверхностях – в области расположения Лофотенского вихря (за исключением нескольких карт для s31, где максимумы достигаются в восточной части бассейна). Оказалось, что на этих поверхностях максимальная глубина достигается не зимой или весной, как ожидалось, – непосредственно в периоды глубокой конвекции (Федоров и др., 2019), а летом (см. Табл. 4.1). Более того, области с наибольшими глубинами летом также имеют максимальную площадь, а зимой как раз минимальны (см. Табл. 4.2). Это означает, с одной стороны, определенную инерцию изменения термохалинных характеристик атлантических водных масс, а с другой – показывает сдвиг на 1–2 сезона влияния глубокой конвекции на форму изостерических поверхностей.

Таблица 4.1. Максимальная глубина (м) залегания изостерической  $\delta$ -поверхности за различные сезоны по данным 1993–2018 гг.

<b><math>\delta</math>-поверхность</b>	<b>Зима</b>	<b>Весна</b>	<b>Лето</b>	<b>Осень</b>
<b>s41, м</b>	591	559	570	587
<b>s31, м</b>	649	620	701	667
<b>s21, м</b>	758	801	848	833
<b>s07, м</b>	1055	1091	1131	1117

Таблица 4.2. Площадь области на изостерической поверхности s07 внутри изобаты 900, 1000 и 1050 м за различные сезоны по данным 1993–2018 гг.

Характеристика	Зима	Весна	Лето	Осень
S <sub>900</sub> (s07), км <sup>2</sup>	110092	114432	133710	134241
S <sub>1000</sub> (s07), км <sup>2</sup>	9774	23902	55089	51024
S <sub>1050</sub> (s07), км <sup>2</sup>	713	5862	11367	7748

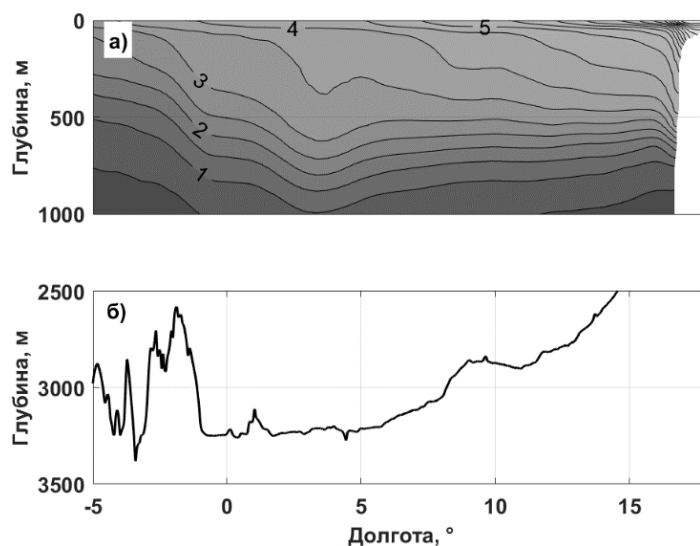
Мы также проанализировали сезонную изменчивость изменения температуры на изостерических поверхностях (не показано). Ограничимся здесь краткими сведениями проведенного анализа. На поверхности s41 максимальные температуры, превышающие 6 °С, достигаются в центральной части котловины, причем, область максимальных температур на всех поверхностях вытянута в направлении к северо-востоку. Изотермы также имеют наклон на северо-восток с постепенно уменьшающимися до нуля значениями в направлении хребта Мона. На поверхности s31 наклон на северо-восток сохраняется, а области максимальных температур 5 °С еще более смещаются к северо-востоку. Однако на поверхности s21 вытянутая на северо-восток полоса с максимальными значениями 3 °С сдвигается к северо-западной части котловины, ближе к южной части хребта Мона. В целом распределение температуры на s21 достаточно однородно в течение всего года. Неожиданно то, что максимальные температуры (3 °С) на s21 наблюдаются зимой и весной, а не летом или осенью, как ожидалось. Температурный минимум (менее 0 °С) на всех трех поверхностях s41, s31 и s21 также наблюдается зимой с локализацией у северного склона хребта Мона, что, возможно, связано с проникновением холодных вод Гренландского моря. Распределение температуры на поверхности s07 достаточно однородно со значениями, колеблющимися около нуля.

#### 4.5. Вертикальные разрезы изостерических поверхностей

На рисунке 4.7а представлен вертикальный разрез  $\delta$ -поверхности вдоль 70° с.ш., а на рисунке 4.8 – соответствующие распределения термохалинных характеристик. Отметим, что разрез вдоль 70° с.ш. пересекает Лофотенскую котловину в одном из самых широких мест, проходит над её максимальными глубинами и проходит по области наиболее вероятного нахождения Лофотенского вихря.

Анализ рисунков 4.7 и 4.8 приводит к следующим выводам: (1) в прибрежной области наблюдается сильное сгущение изостер, что, вероятно, связано с характерным для весеннего периода в данных широтах материковым стоком пресных вод, образующих район

менее солёных и, следовательно, менее плотных вод; (2) в целом наблюдается поднятие изостер с востока на запад, при этом имеется характерное заглабление поверхностей на долготах  $3^{\circ}$ – $3,5^{\circ}$  в.д., очевидно, обусловленное нахождением в этой части котловины квазипостоянного Лофотенского вихря (Volkov et al., 2015). В западной части разреза у более глубоких  $\delta$ -поверхностей (s07, s21, s31) наблюдается выраженная приуроченность изостер к донной топографии (рис. 4.7б): на  $1,5^{\circ}$  в.д. и  $1^{\circ}$  з.д., где имеется резкое повышение рельефа, угол наклона изостер резко возрастает. На континентальном склоне наклон изостер  $\delta \times 10^7 > 1$  также значителен и направлен вниз, при этом чем выше расположена поверхность, тем больше угол наклона. Это связано с проходящим в прибрежной области Норвежским течением.



Рисунке 4.7. Аномалия удельного объёма ( $\delta \times 10^7$  м<sup>3</sup>/кг) вдоль разреза по  $70^{\circ}$  с.ш. в зависимости от глубины (а) и соответствующий профиль рельефа дна (б)

На рис. 4.8а, б представлены распределения по глубине температуры (а) и солёности (б) вдоль разреза по  $70^{\circ}$  с.ш. Характер расположения изотерм и изохалин на рассматриваемом разрезе очень схож. И изотермы, и изохалины имеют аналогичное изостерам углубление на долготе  $3^{\circ}$ – $3,5^{\circ}$  в.д. на глубинах 500–900 м, которое соответствует положению линзы Лофотенского вихря. Наиболее солёный слой (более 35,15 ‰) находится в восточной части разреза на подповерхностном горизонте на глубине  $\sim 50$ –300 м. Он вызван проходящим в этом месте Норвежским течением, переносящим солёные атлантические воды. Над ним, в непосредственной близости от берега, расположен распреснённый поверхностный слой (до 34,24 ‰), связанный с материковым стоком

пресных вод. Максимальная температура (более 7 °С) наблюдается в поверхностном слое на долготах 10,5°–16,5° в.д., при этом шельфовые воды несколько холоднее.

Распределение температуры и солёности также было рассмотрено как функция от  $\delta$ , то есть рассматривалось изменение характеристик на различных  $\delta$  (рис. 4.8в, г). Белая область слева сверху свидетельствует о выходе изостеры на поверхность на соответствующей долготе, аналогичная область справа – выход на материковый склон. В первую очередь бросается в глаза равномерное, почти горизонтальное расположение изотерм (рис. 4.8в), они хорошо соответствуют  $\delta$ , то есть на протяжении любой  $\delta$ -поверхности температура меняется слабо (особенно в восточной части разреза). Это говорит о том, что термохалинную структуру вод в Лофотенской котловине в основном определяет температура. Распределение изохалин (рис. 4.8г) также близко к горизонтальному, однако между  $\delta$ -поверхностями 4 и 5 ( $\delta \times 10^7$ ) наблюдается слой более солёных вод, отмеченный ранее при рассмотрении изменения солёности по глубине (рис. 4.8б).

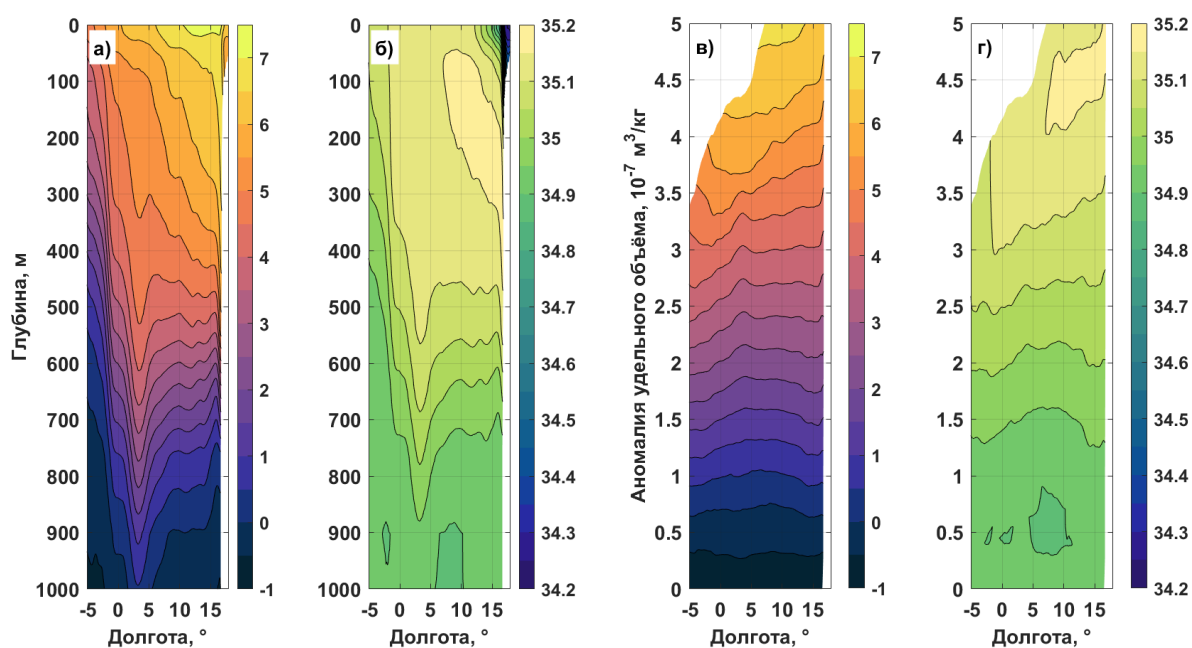


Рисунок 4.8. Вертикальные разрезы вдоль 70° с.ш. температуры (а) и солёности (б) в зависимости от глубины. Температура (в) и солёность (г) как функции от аномалии удельного объёма. Изолинии проведены через каждые 0,5 °С и 0,05 ‰ и подписаны через одну. Представлены осредненные данные за весенний период 1993–2018 гг.

#### 4.6. Диапикническое перемешивание и термохалинный парадокс

В работе (Rossby et al., 2009a) дано описание любопытного факта, на который мы хотим обратить внимание читателя, так как это дает понимание, каким образом процессы диапикнического перемешивания и изопикнической адвекции могут быть связаны. Это также характеризует особенности диапикнического перемешивания в Лофотенской котловине. Авторы обратили внимание, что на изопикнических поверхностях наиболее тёплые и солёные воды Северо-Атлантического течения были обнаружены не в юго-восточной части исследуемого района (рассматривался район Гренландского и Норвежского морей), где это было ожидаемо, а гораздо севернее, например, в Лофотенской котловине и к югу от Шпицбергена. При этом оказалось: чем глубже залегает изопикническая поверхность, тем больше температурный максимум почему-то смещается на север. Авторы охарактеризовали это парадоксальное явление, как «повышение температуры в результате охлаждения». Мы обнаружили этот парадокс и в нашем исследовании.

Взаимодействуя с атмосферой, вода отдает тепло. Рассмотрим частицу воды, у которой в результате охлаждения температура понизилась, например, на  $0,9\text{ }^{\circ}\text{C}$  (все цифры условны). Это означает, что в результате охлаждения у частицы воды изменилась плавучесть, так как ее плотность увеличилась, и на TS-диаграмме (рис. 4.9) частица опустится из точки  $A$  в точку  $A'$ . Физически частица опускается и переходит на более глубокую изопикническую поверхность, соответствующую её новой плотности ( $27,9\text{ кг/м}^3$ ). Характерной особенностью Лофотенской котловины является то, что более солёные воды расположены в ней на верхних горизонтах, а с глубиной солёность убывает (Блошкина, Иванов, 2016). По этой причине, опустившаяся с более высокого горизонта частица воды (точка  $A'$ ) окажется в более солёной среде (точка  $B$ ). Так как обе точки ( $A'$  и  $B$ ) имеют равную плотность, следует вывод, что температура в точке  $A'$ , несмотря на охлаждение на  $0,9\text{ }^{\circ}\text{C}$ , будет выше температуры окружающей её воды (точка  $B$ ). Таким образом, при сохранении солёности частица, заглубляясь, претерпевает парадоксальное «повышение температуры в результате охлаждения». Как верно указано в работе (Rossby et al., 2009a), невозможно дать точное перемещение охлажденной частицы на TS-диаграмме, но парадоксальное повышение температуры очень вероятно, и это не может не влиять на процессы диапикнического перемешивания в Лофотенской котловине.

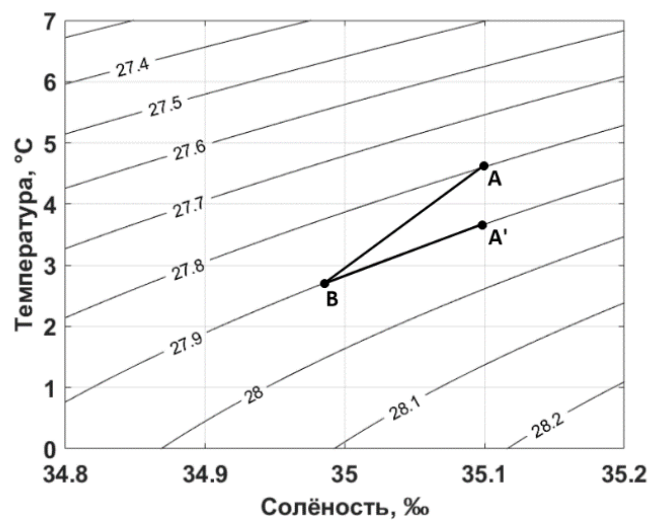


Рисунок 4.9. TS-диаграмма, демонстрирующая парадокс «повышение температуры в результате охлаждения»

## ГЛАВА 5. СЕЗОННАЯ И МЕЖГОДОВАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ВИХРЕЙ В ЛОФОТЕНСКОЙ КОТЛОВИНЕ

### 5.1. Сравнительный анализ распределения динамических характеристик в циклонах и антициклонах

Для исследования динамических характеристик в циклонах и антициклонах были выбраны два вихря, на рисунке 5.1 показано их расположение. На картах аномалий уровня моря антициклонические вихри характеризуются повышением уровня, тогда как циклонические вихри – понижением. Изменения частоты Вяйсяля-Брента в вихрях анализировались относительно так называемой фоновой частоты Вяйсяля-Брента  $N_0$  (или частоты Вяйсяля-Брента в покое). Отметим, что выбор подходящего профиля не является простой задачей: на рисунке 5.1б видно, что котловина «усеяна» мезомасштабными вихрями. Действительно, алгоритм автоматической идентификации и трекинга вихрей, примененный к спутниковым альтиметрическим данным, позволил обнаружить в Лофотенской котловине за период с 1993 по 2017 гг. проявление 166000 циклонических и 169395 антициклонических вихрей (Зинченко и др., 2019). Вихри перераспределяют тепло и соль по акватории котловины (Belonenko et al., 2020), тем самым оказывая значительное влияние в том числе и на изменения частоты Вяйсяля-Брента. Будучи транзитной зоной для теплых и соленых атлантических вод на их пути в Северный Ледовитый океан, Лофотенская котловина играет важную роль в поддержании глобальной Меридиональной термохалинной циркуляции в области, где атлантические воды отдают тепло в атмосферу, перемешиваются с окружающими водами и претерпевают трансформацию, необходимую для образования глубинных вод (Наумов, Гордеева, 2020; Новоселова, Белоненко, 2020). Анализ мезомасштабной динамики, который проводился по трекам долгоживущих (время жизни более 35 суток) вихрей, позволил выявить в котловине 120 циклонических и 210 антициклонических индивидуальных вихрей, связанных в треки (Зинченко и др., 2019). При этом обнаружено, что в Лофотенской котловине могут существовать по крайней мере два механизма вихреобразования: это либо отрыв меандров от струи Норвежского течения, либо генерация вихрей на склонах котловины, где скорость течения невелика (Bashmachnikov et al., 2018; Gordeeva et al., 2020; Travkin, Belonenko, 2019).



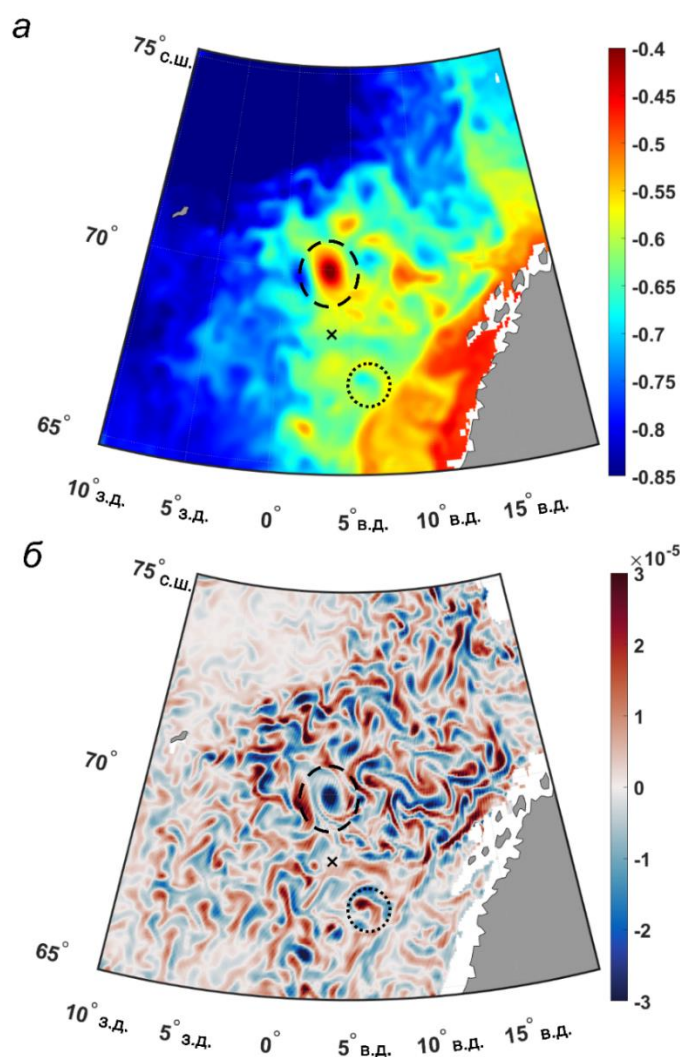


Рисунок 5.1. Аномалии уровня, м (а) и относительная завихренность на глубине 100 м,  $\text{с}^{-1}$  (б). Чёрными кругами показаны выбранные циклон (точками) и антициклон (штрихом). Чёрным крестиком обозначено расположение точки с профилем фоновой частоты Вайсяля-Брента

### 5.1.1. Основные характеристики циклона

На рисунке 5.2а видно, что анализируемый циклон (рис. 5.1) является подповерхностным, при этом в слое до  $\approx 450$  м прогиб изоцикл к поверхности достигает 100 м. Наибольшие значения орбитальных скоростей в циклоне наблюдаются в поверхностном 300-метровом слое и достигают 30  $\text{см/с}$  (рис. 5.2б). Максимальные значения относительной завихренности  $\text{rot}_z \vec{u}$  отмечаются до 500 м, но в целом динамический след вихря, обнаруживаемый в относительной завихренности, прослеживается до самого дна (рис. 5.2в). На горизонте 417 м пространственные масштабы ядра циклона, определяемые по границе с нулевой относительной завихренностью, составляют 72,3 км длины и 48,8 км

ширины с эффективным горизонтальным размером  $L_{eff} = \sqrt{ab} = 59,4$  км (рис. 5.2г) (Жмур и др., 2021). Потенциальная завихренность  $\sigma$  имеет максимальные значения порядка  $10^{-3} \text{ с}^{-1}$  в области сгущения изопикн под ядром циклона и отчасти в верхнем подповерхностном слое. Максимальные изменения частоты Вьяйсяля-Брента соответствуют слою от 100 до 400 м (рис. 5.2д). Две области сгущения изопикн в подповерхностном слое и на глубине 400–600 м соответствуют двум областям повышенных значений  $N^2$ . Ниже подповерхностного слоя значения  $\sigma$  отрицательные; на рисунке как положительные, так и отрицательные экстремальные значения имеют порядок  $10^{-4} \text{ с}^{-1}$  (рис. 5.2е). Видно, что основной вклад в  $\sigma$

$$\text{дает слагаемое } \frac{\partial}{\partial z} \frac{f^2}{N_0^2(z)} \frac{\partial \psi(x, y, z, t)}{\partial z}.$$

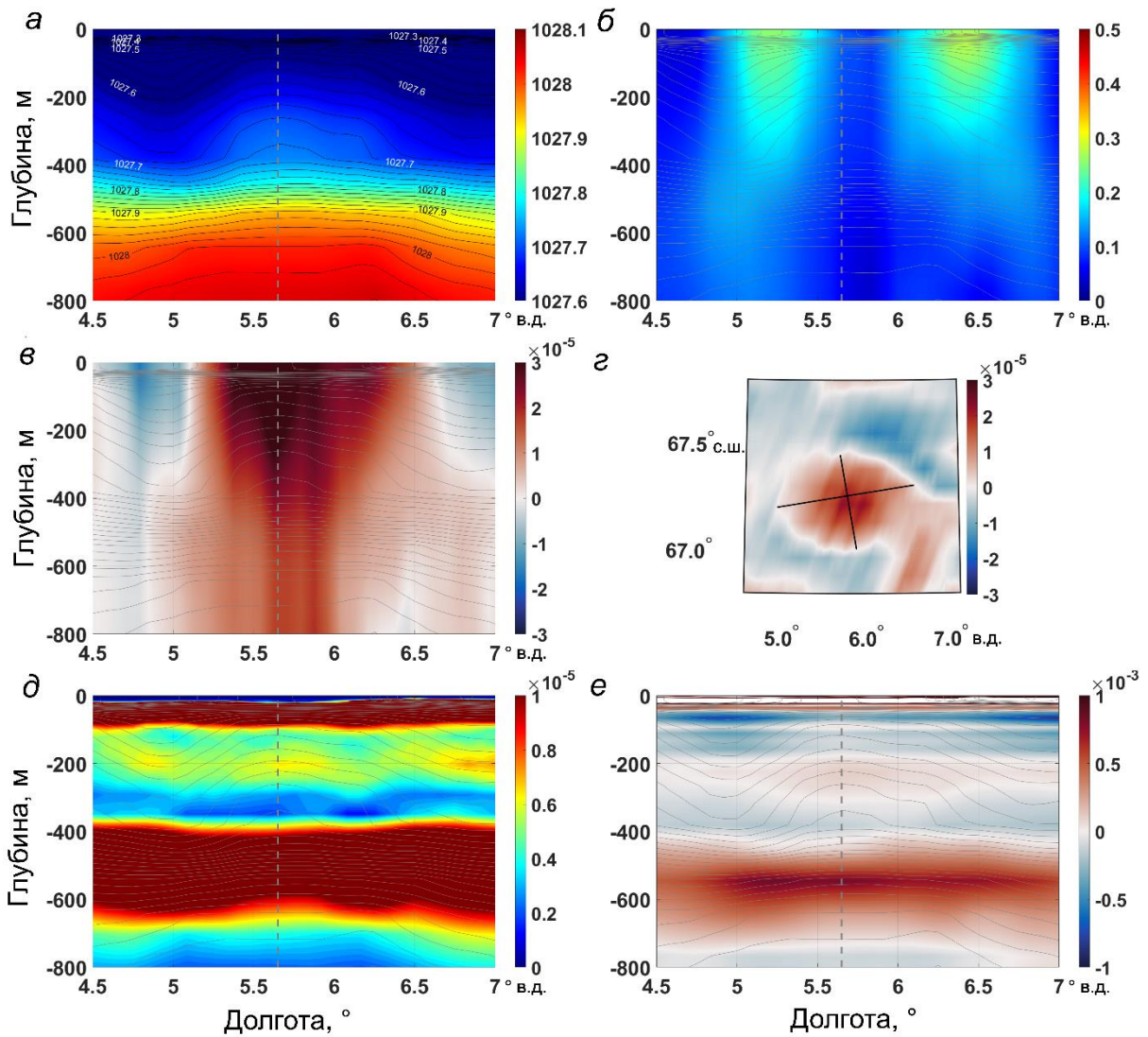


Рисунок 5.2. Циклон: потенциальная плотность,  $\text{кг/м}^3$  (а); орбитальная скорость,  $\text{м/с}$  (б); относительная завихренность  $\text{rot}_z \vec{u}$ ,  $\text{с}^{-1}$  (в); относительная завихренность на горизонте 417 м, оси эллипса показаны чёрными линиями (г); квадрат частоты Вьяйсяля-Брента,  $\text{с}^{-2}$  (д);

потенциальная завихренность  $\sigma$ ,  $\text{с}^{-1}$  (е). Серыми линиями нанесены изопикны. Вертикальной пунктирной линией отмечен центр вихря. Вертикальные разрезы проведены через  $67,25^\circ$  с.ш. Серая штриховая линия проходит через центр вихря.

### 5.1.2. Основные характеристики антициклона

Антициклонический Лофотенский вихрь является мощным динамическим образованием (рис. 5.3а), динамический сигнал которого распространяется до самого дна (Volkov et al., 2013). Изменение термохалинных характеристик преимущественно отмечается в слое до 1000 м, а ядро расположено в слое 100–800 м. В работах (Белоненко и др., 2018, 2014; Sandalyuk et al., 2020) отмечалось расположение ядра на глубинах 200–800 м. Орбитальные скорости в антициклоне превышают 50 см/с (рис. 5.3б). Относительная завихренность максимальна (по модулю) в ядре (рис. 5.3в), но динамический сигнал (отрицательные значения относительной завихренности) прослеживается до самого дна (3250 м). На рисунке 5.3г видно, что масштабы антициклона существенно превышают масштабы циклона не только по вертикали, но и по горизонтали:  $a = 108,7$  км,  $b = 67,9$  км с эффективным горизонтальным размером  $L_{\text{eff}} = \sqrt{ab} = 85,9$  км. Ядро вихря хорошо выделяется на разрезе частоты Вяйсяля-Брента (рис. 5.3д), при этом в слоях над и под ядром, где наблюдается сгущение изопикн, значения частоты Вяйсяля-Брента положительны и максимальны, а в самом ядре – почти везде нулевые. Разрез потенциальной завихренности (рис. 5.3е) внешне похож на график частоты Вяйсяля-Брента, а максимальные положительные значения  $\sigma$  соответствуют областям сгущения изопикн и достигают  $10^{-3} \text{с}^{-1}$ . Минимальные отрицательные значения расположены в прилегающих слоях, значения составляют  $-10^{-3} \text{с}^{-1}$ . Сравнение разрезов  $\text{rot}_z \vec{u}$  и  $\sigma$  показывает, что

основной вклад в  $\sigma$  также дает слагаемое  $\frac{\partial}{\partial z} \frac{f^2}{N_0^2(z)} \frac{\partial \psi(x, y, z, t)}{\partial z}$ .

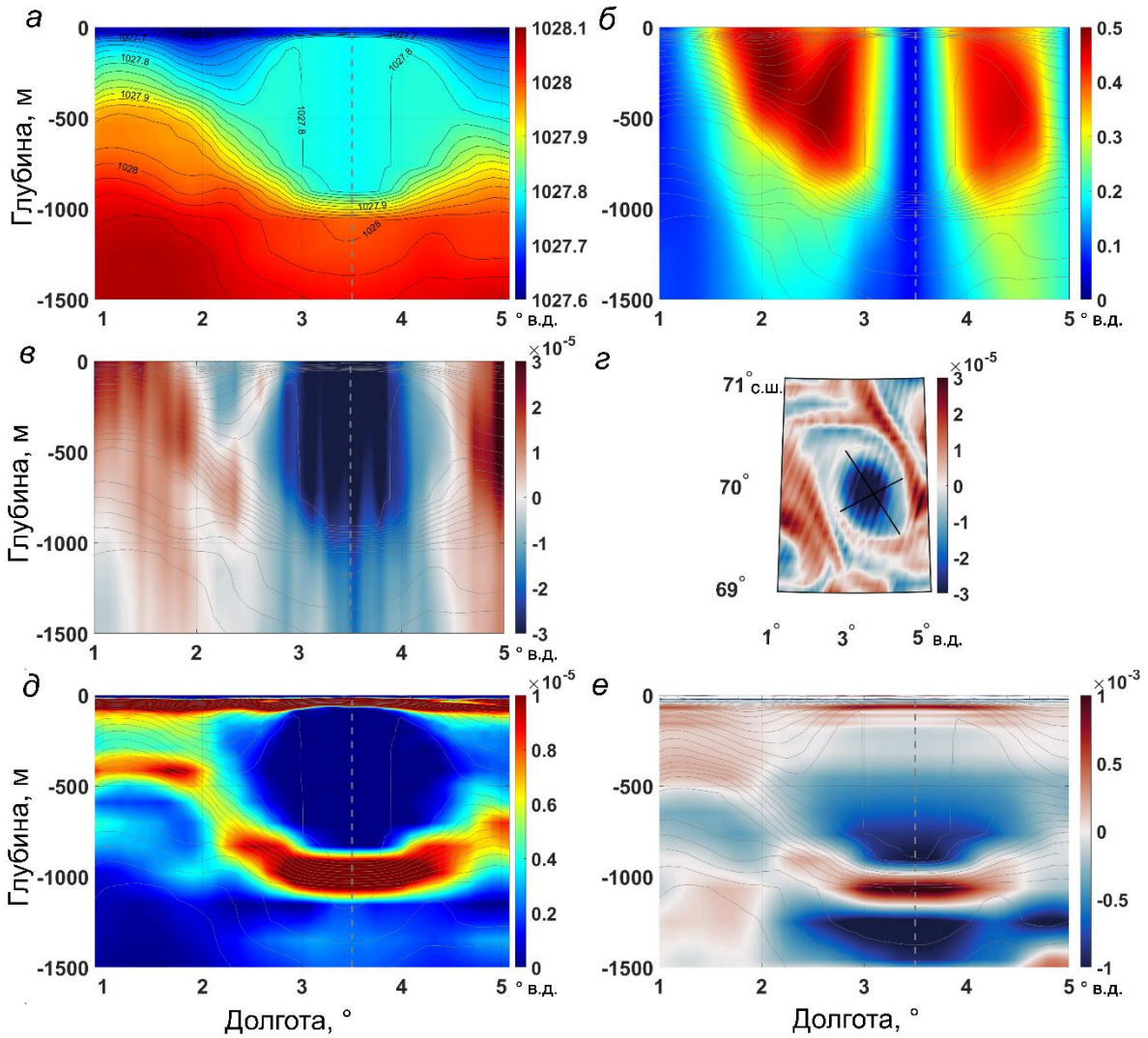


Рисунок 5.3. Антициклон: (а), (б), (в) – проходящие через ось антициклона вертикальные разрезы полей потенциальной плотности ( $\text{кг/м}^3$ ), орбитальной скорости ( $\text{м/с}$ ), относительной завихренности  $\text{rot}_z \vec{u}$  ( $\text{с}^{-1}$ ) соответственно; (г) – горизонтальный разрез на глубине 417 м относительной завихренности, оси эллипса изображены чёрными линиями; (д) – квадрат частоты Вэйсяля-Брента,  $\text{с}^{-2}$ ; (е) – потенциальная завихренность  $\sigma$ ,  $\text{с}^{-1}$ . Серыми линиями нанесены изопикны. Вертикальные разрезы проведены через  $70^\circ$  с.ш. Серая штриховая линия проходит через центр вихря.

При изучении полей относительной завихренности циклона и антициклона обращает на себя внимание наличие “столба” вращающейся жидкости под ядрами вихревых образований. Это можно наблюдать на рисунках 5.2в и 5.3в. Судя по тому, что “столбы” протянулись от нижней границы вихревых ядер до дна, можно сделать вывод о баротропном происхождении этого явления. По всей видимости, эти “вращающиеся столбы” образовались в результате отклика океана на искривление вихрями уровня

поверхности моря и неполной компенсации полученных скоростей смещением изопикн в толще моря.

### 5.1.3. Профили частоты Вяйсяля-Брента

Профили частоты Вяйсяля-Брента в вихрях и соответствующие аномалии относительно фоновой частоты представлены на рисунке 5.4. Видно, что экстремумы достигаются в верхнем 50-метровом слое. В ядре циклона в слое 100–400 м отмечается небольшой максимум аномалий частоты Вяйсяля-Брента с положительными значениями аномалий. Это связано с прогибом изопикн к поверхности. Другой максимум расположен на горизонте 500 м, где происходит сгущение изопикн (рис. 5.4б). В ядре циклона (слой 200–300 м) аномалии частоты Вяйсяля-Брента относительно фоновой положительны (рис. 5.4в). Однако следует отметить, что в ядре циклона наблюдаются как положительные, так и отрицательные аномалии, но преобладают положительные.

В ядре антициклона (рис. 5.4б) вертикальные изменения частоты Вяйсяля-Брента практически отсутствуют, так как ядро по плотности практически однородно (см. также рис. 5.3д), а аномалии частоты Вяйсяля-Брента относительно фоновой частоты отрицательны (рис. 5.4в). Если рассматривать тонкие детали частоты Вяйсяля-Брента в ядре антициклона, то следует отметить едва заметную на изображении (рис. 5.4б) двухслойность ядра, состоящего из двух практически однородных по плотности слоев, в каждом из которых относительные колебания частоты Вяйсяля-Брента весьма малы:

$\left| \frac{N^2(x, y, z, t)}{N_0^2(z)} \right| < 0,01$ . В районе горизонта 350 м это неравенство нарушается:

$\frac{N^2(x, y, z, t)}{N_0^2(z)} \approx 0,05$ , что указывает на слабый скачок плотности на этом горизонте. Однако

среднее значение относительных колебаний частоты Вяйсяля-Брента остаётся в том же

диапазоне:  $\left| \frac{N^2(x, y, z, t)}{N_0^2(z)} \right| < 0,01$ .

Таким образом, в ядре циклона частота Вяйсяля-Брента в среднем увеличивается, а в ядре антициклона уменьшается практически до полной однородности по плотности.



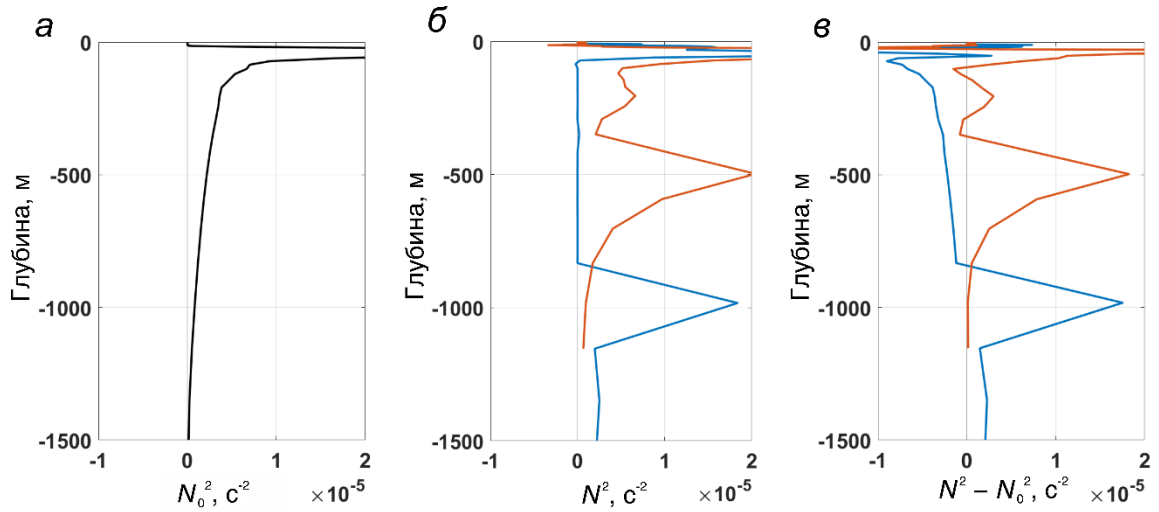


Рисунок 5.4. Профили квадрата частоты Вайсяля-Брента,  $\text{с}^{-2}$ : (а) фоновая  $N_0^2(z)$ ; (б)  $N^2(z)$  в центре вихря; (в) аномалии  $N^2(z) - N_0^2(z)$  в центре вихря. Оранжевая и синяя линии относятся к циклону и антициклону соответственно.

## 5.2. Анализ сезонной и межгодовой изменчивости динамических и кинематических характеристик Лофотенского вихря

### 5.2.1. Сезонная изменчивость динамических характеристик Лофотенского вихря

Рассмотрим сезонную изменчивость характеристик Лофотенского вихря по данным океанического реанализа GLORYS12V1 на примере 2009–2010 годов (Novoselova, 2022), когда в районе вихря наблюдалась аномально глубокая зимняя конвекция до 1000 м по данным ARGO (Федоров и др., 2019). Для этого мы будем использовать расчёты за 1 сентября 2009 г., 1 декабря 2009 г., 1 марта 2010 г. и 1 июня 2010 г. в районе, ограниченном координатами  $69\text{--}71^\circ$  с.ш.,  $1\text{--}5^\circ$  в.д. и выделенном чёрным прямоугольником на рисунке 1.2. Вертикальные разрезы ориентированы зонально и проведены через центр Лофотенского вихря (таблица 5.1).

Таблица 5.1. Координаты центра Лофотенского вихря

Дата	Широта	Долгота
1 сентября 2009 г.	69,9583	2,2083
1 декабря 2009 г.	69,9583	3,3000
1 марта 2010 г.	69,7083	3,8750
1 июня 2010 г.	69,8750	3,1250

На рисунке 5.5 приведены вертикальные разрезы орбитальных скоростей в Лофотенском вихре. Осенью орбитальные скорости в антициклоне составляют не более 37 см/с. К зиме скорости уменьшаются до 28 см/с и достигают своего минимума весной (25 см/с и менее). Летом скорости в антициклоне максимальны и превышают 50 см/с.

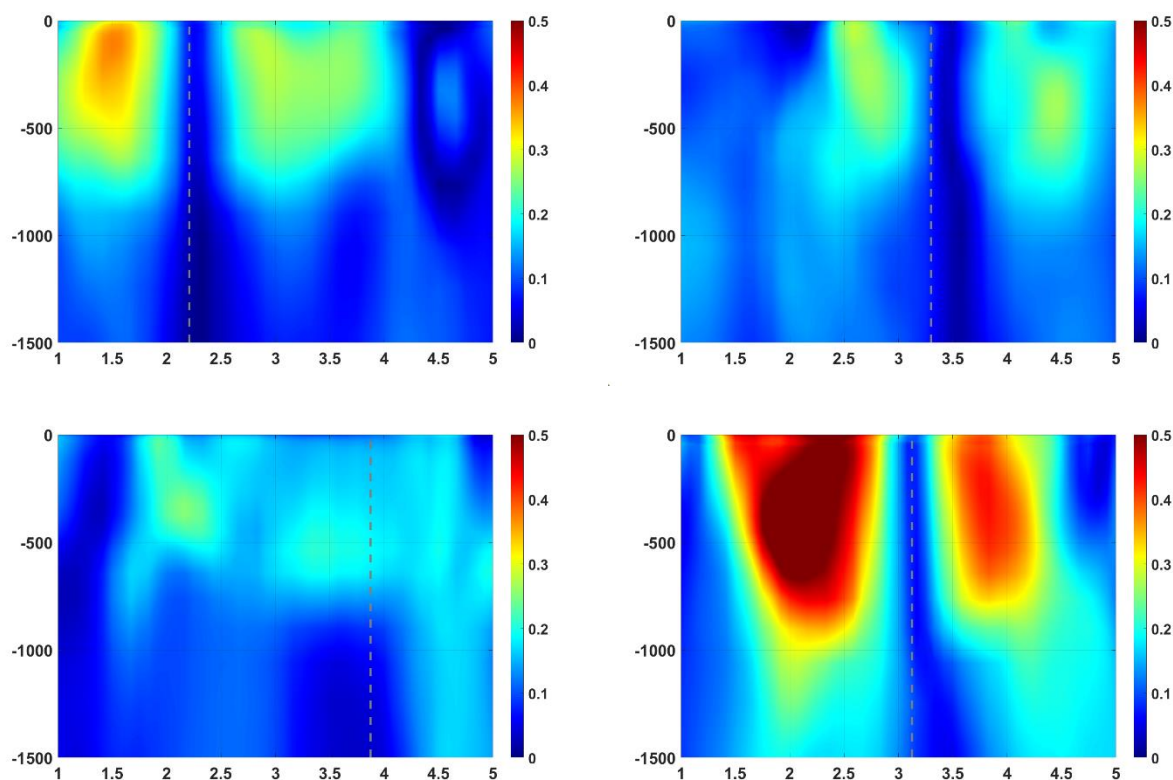


Рисунок 5.5. Вертикальные разрезы орбитальных скоростей в Лофотенском вихре 1 сентября 2009 (а), 1 декабря 2009 (б), 1 марта 2010 (в) и 1 июня 2010 (г). Пунктирной линией обозначен центр вихря

В сентябре (рис. 5.6а) имеется мощный пикноклин. На глубине 500–750 м изопикны имеют форму чаши, что обусловлено хорошо сформированным линзовидным ядром вихря и, соответственно, перемешанными водами внутри него. В ноябре – декабре в Лофотенской котловине начинается конвекция (Блошкина, Иванов, 2016; Травкин, Белоненко, 2020; Федоров и др., 2019; Richards, Straneo, 2015; Voet et al., 2010), перемешанный слой в центре Лофотенского вихря постепенно достигает поверхности. В результате в декабре (рис. 5.6б) верхний квазиоднородный слой составляет около 200–250 м, а в марте (рис. 5.6в), когда конвекция достигает своего пика, он превышает 600 м в районе Лофотенского вихря. В июне (рис. 5.6г) вновь начинает формироваться термоклин, в результате чего линза вихря теряет связь с поверхностью. Ядро вихря ярко выражено, при этом оно сжато по горизонтали, в результате чего и происходит увеличение орбитальных скоростей,

отмеченное ранее на рис. 5.5г. В целом изменение термохалинных характеристик преимущественно отмечается в слое до 1000 м, что согласуется с результатами статьи (Sandalyuk et al., 2020).

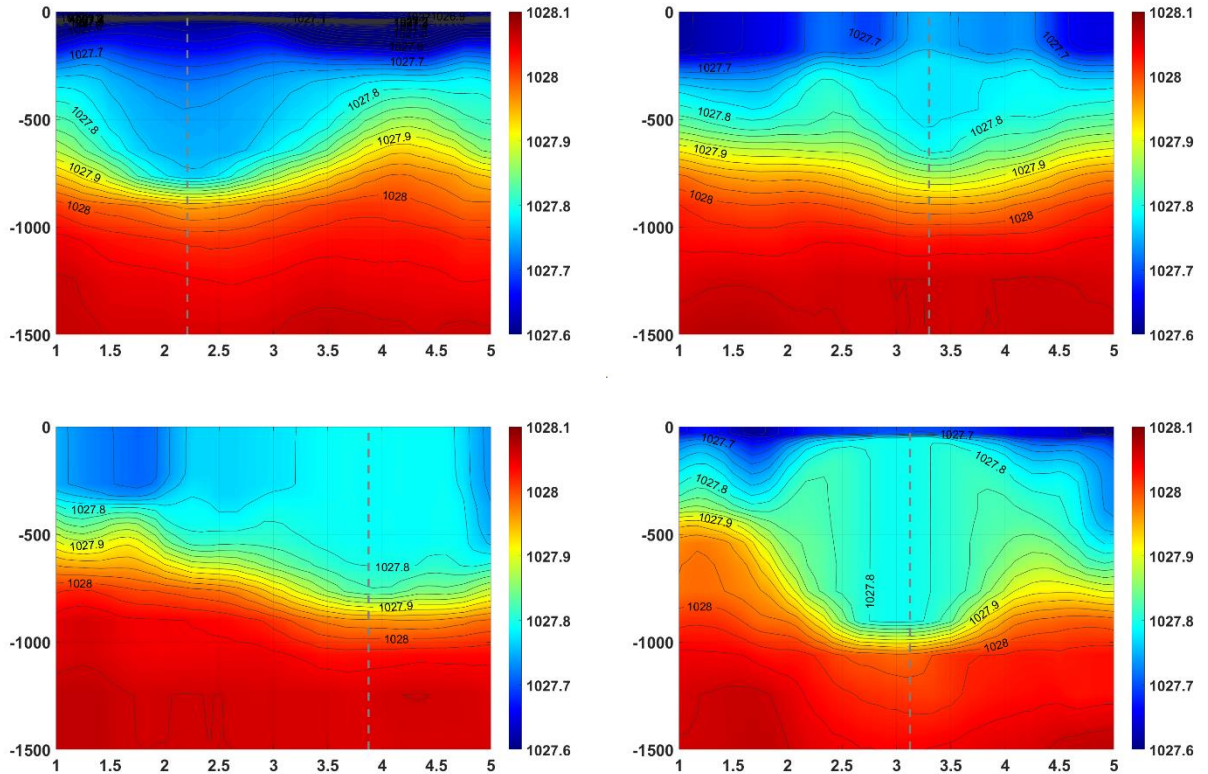


Рисунок 5.6. Вертикальные разрезы потенциальной плотности в Лофотенском вихре 1 сентября 2009 (а), 1 декабря 2009 (б), 1 марта 2010 (в) и 1 июня 2010 (г). Линиями нанесены изопикны. Пунктирной линией обозначен центр вихря

Относительная завихренность определяется вертикальной составляющей ротора скорости, а динамический сигнал вихря прослеживается до самого дна в течение всего года. Этот факт также отмечается в статье (Volkov et al., 2013). На рисунке 5.7а видно, что в сентябре максимальные значения относительной завихренности расположены в слое, ограниченном 700 м, ниже которого наблюдается сгущение изопикн. Более мощное сгущение изопикн наблюдается в поверхностном слое. Зимой (рис. 5.7б) вихрь постепенно ослабевает, вращение замедляется, однако распространяется на большие расстояния. В марте (рис. 5.7в), когда конвекция достигает своего пика (Федоров и др., 2019), вихрь слабо выражен, он регулярно распадается, отсутствуют чёткие границы, отрицательная относительная завихренность невелика, но занимает большие площади. При этом относительно интенсивное вращение проникает на большую глубину (до ~700 м). В апреле вихрь вновь сжимается, увеличивается относительная завихренность и к июню (рис. 5.7г)



относительная завихренность принимает максимальные (по модулю) значения, которые достигают глубины 1000–1100 м. Важно отметить, что в целом динамический сигнал вихря прослеживается до самого дна в течение всего года.

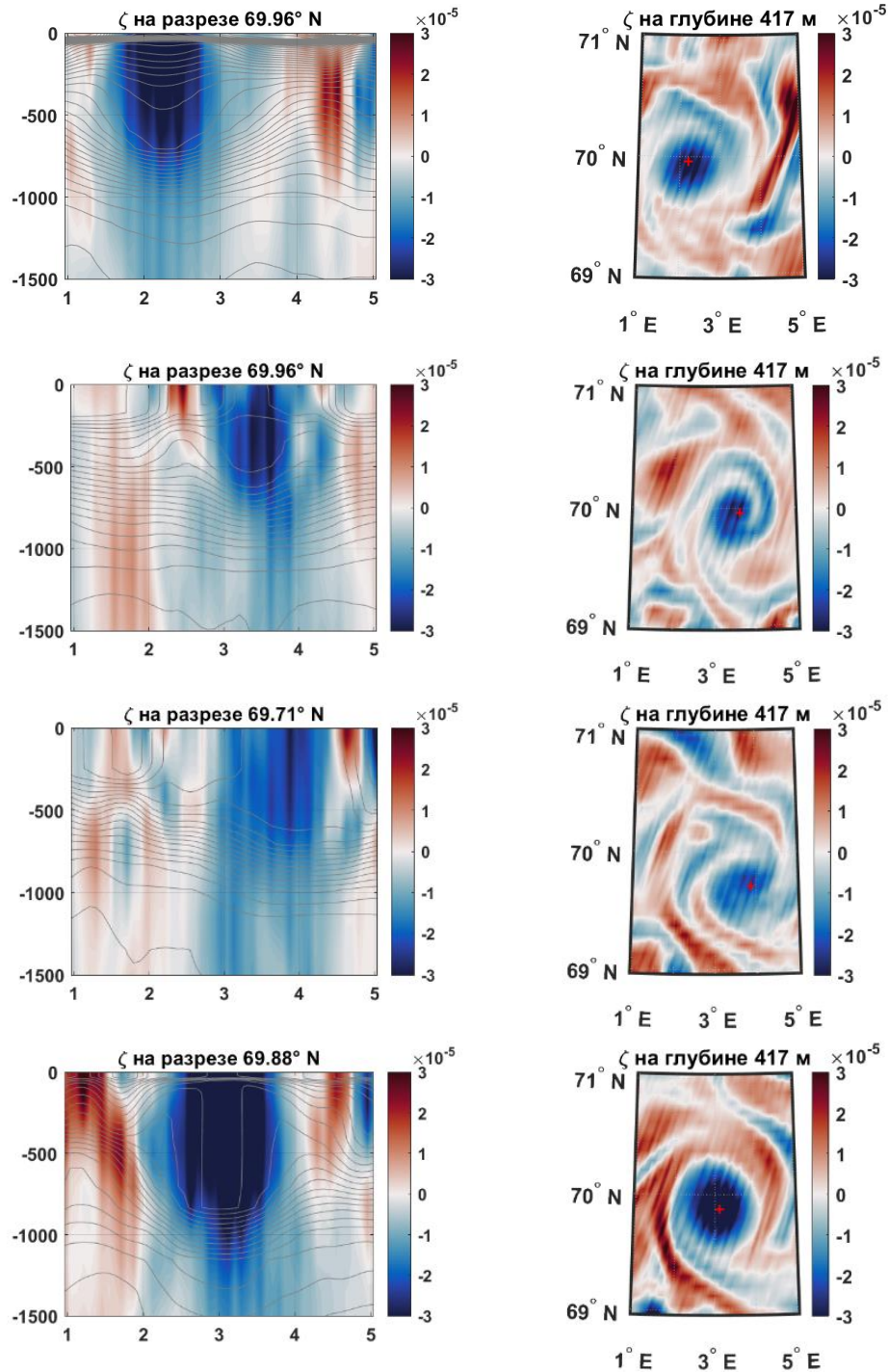


Рисунок 5.7. Распределение относительной завихренности ( $\zeta$ ) на вертикальных разрезах (слева) и на глубине 417 м (справа) 1 сентября 2009 (а), 1 декабря 2009 (б), 1 марта 2010 (в) и 1 июня 2010 (г). Линиями нанесены изопикны

Рассмотрим сезонную изменчивость потенциальной завихренности Эртеля (рис. 5.8). В сентябре (рис. 5.8а) вихрь хорошо развит, ядро вихря изолировано от поверхности, при этом в данном случае (1 сентября 2009 г.) наблюдается двухъядерная структура. В связи с сильной антициклонической завихренностью и слабой стратификацией потенциальная завихренность в центре вихря меньше на 3–4 порядка по сравнению с его периферией ( $10^{-14}$  –  $10^{-13}$  в центре вихря против  $10^{-10}$  на периферии). Такое распределение потенциальной завихренности создаёт барьер, препятствующий боковому обмену между ядром вихря и внешней средой (Bosse et al., 2019; Dugstad et al., 2021), а также способствующий подавлению турбулентной диффузии (Bashmachnikov et al., 2017, 2015; Hua et al., 2013). Наличие данного барьера вокруг Лофотенского вихря было также подтверждено судовыми данными и данными с буёв RAFOS (Bosse et al., 2019). В отличие от поверхности, где происходит регулярное разрушение/образование такого барьера, слой повышенных значений потенциальной завихренности на нижней границе вихря относительно стабилен в течение всего года и наблюдается в среднем на глубине от 700 до 1100 метров. В третьей декаде ноября – декабре (рис. 5.8б) в результате начала конвективных процессов разрушается сезонный термоклин, барьер ослабевает, а боковое перемешивание и тепловой поток между вихрем и окружающей средой увеличиваются, по-видимому, в результате динамической неустойчивости и возможного слияния вихрей (Bosse et al., 2019). Слой повышенных значений потенциальной завихренности между поверхностью и ядром вихря полностью пропадает к концу февраля – марту (рис. 5.8в), это свидетельствует об активном взаимодействии с атмосферой и усиленной теплоотдаче, что создает благоприятные предпосылки для его конвективной регенерации (Алексеев и др., 2016). Слой повышенных значений потенциальной завихренности между поверхностью и вихрем вновь появляется во второй половине мая, когда начинается прогрев поверхностных вод и образование сезонного термоклина, однородное ядро теряет связь с поверхностью и обретает линзообразную форму. К июню (рис. 5.8г) вихрь полностью сформирован, он сжимается и достигает максимальной интенсивности. В течение лета в связи с отсутствием поступления новых порций воды с поверхности (Алексеев и др., 2016) горизонтальные градиенты плотности на границах линзы ослабевают, что приводит к замедлению вращения, ее сжатию по вертикали и растягиванию по горизонтали.

Под нижней границей Лофотенского вихря, на глубине от ~1100 метров до самого дна, находится однородный слой потенциальной завихренности, положение которого практически не меняется в течение года. Согласно статьям (Venilov, 2005, 2004), нулевой градиент потенциальной завихренности в подвихревом слое способствует стабилизации этого вихря.

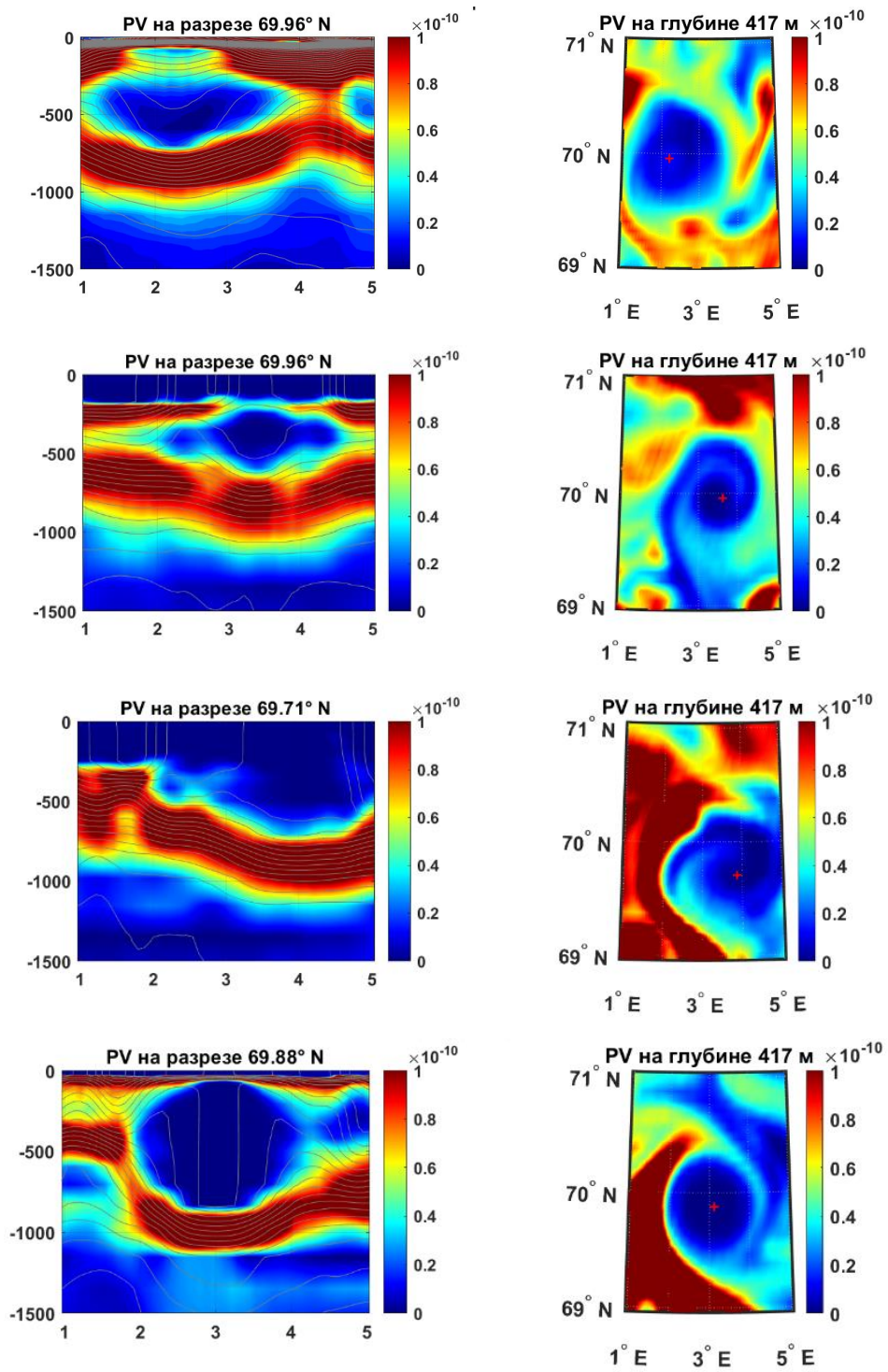


Рисунок 5.8. Распределение потенциальной завихренности на вертикальных разрезах (слева) и на глубине 417 м (справа) 1 сентября 2009 (а), 1 декабря 2009 (б), 1 марта 2010 (в) и 1 июня 2010 (г). Линиями нанесены изопикны

## 5.2.2. Межгодовая изменчивость динамических и кинематических характеристик Лофотенского вихря

Далее нами был вычислен относительный объём ядра Лофотенского вихря, минимальная относительная завихренность и средняя потенциальная завихренность в ядре вихря, а также вертикальные и горизонтальные размеры вихря (рис. 5.9 и 5.10).

Зимой, во время осенне-зимней конвекции, когда разрушен термоклин и вихрь выходит на поверхность наблюдается наибольшая высота вихря (рис. 5.10б). Летом же, когда термоклин сформирован, вихрь распространяется на бóльшие расстояния по горизонтали, его диаметр достигает максимальных значений (рис. 5.10г). Если «принцип фигуристики» (см. раздел 2.2.3) работает для данной ситуации, то зимой должна происходить интенсификация вихря, а летом его релаксация. К такому же выводу приходят авторы статьи (Иванов, Кораблев, 1995b). Однако, если обратить внимание на распределение относительной завихренности в течение года (рис. 5.9в, г), то обнаружится, что в марте наблюдаются наименьшие скорости, а наибольшие значения достигаются в конце лета – начале осени. Вероятно, данный «принцип» не выполняется для общего случая, поскольку зимой происходит активное взаимодействие вихря с атмосферой. При рассмотрении только тех месяцев, когда вихрь был изолирован от поверхности, т.е. когда верхняя и нижняя граница вихря определялась преимущественно заданными поверхностями равной потенциальной завихренности, обнаруживается тесная связь между высотой вихря и его интенсивностью (относительной завихренностью) (рис. 5.11в), корреляция составляет 0,62. Корреляция между диаметром и интенсивностью вихря незначительная (0,13 – для подповерхностного вихря; 0,19 – для поверхностного). Вероятно, это связано с тем, что боковые границы вихря выделялись преимущественно по относительной завихренности, а не потенциальной.

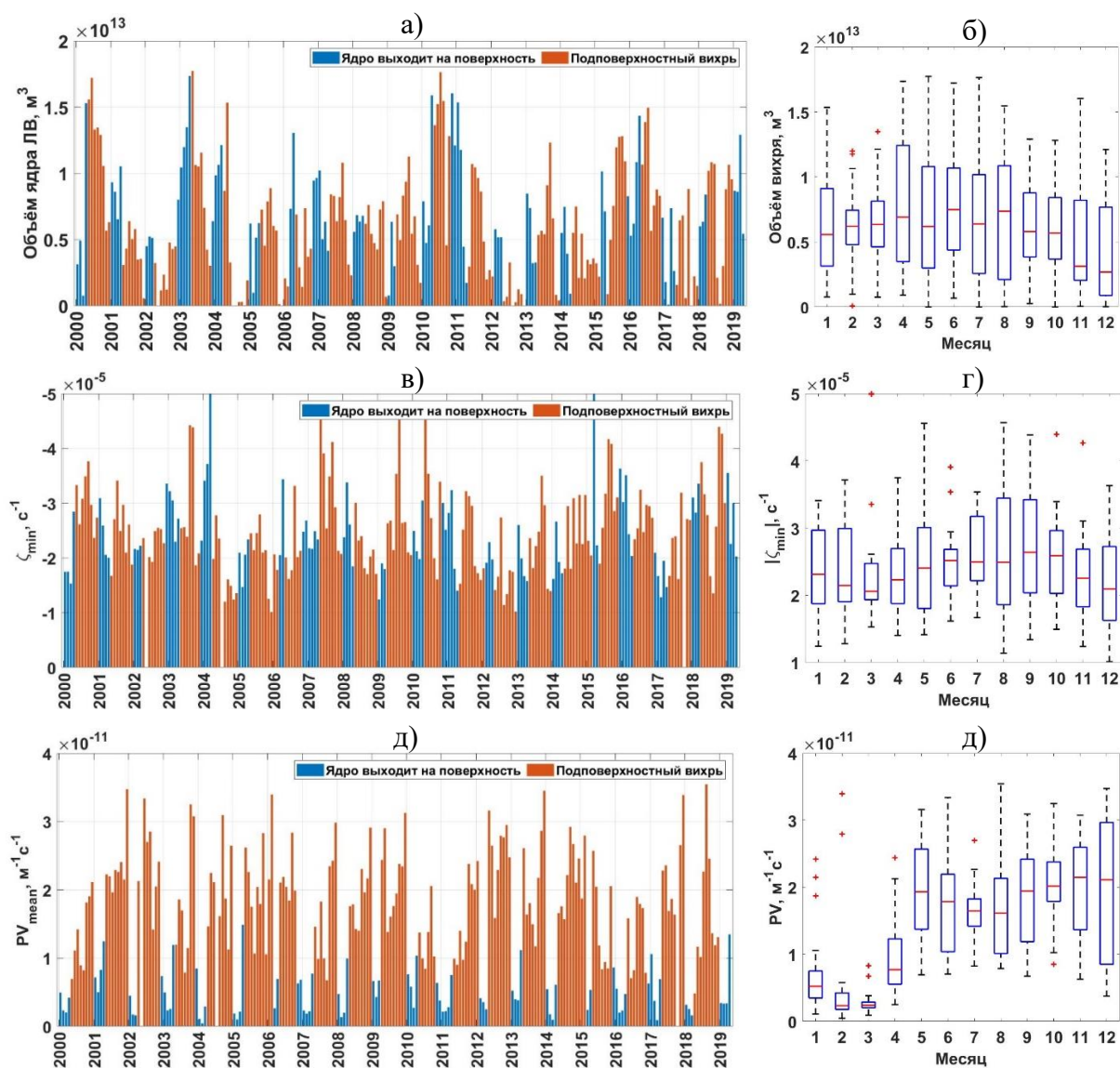


Рисунок 5.9. Временной ход (слева) и диаграммы разброса (справа) объема Лофотенского вихря (а, б), его минимальной относительной завихренности (в, г), средней потенциальной завихренности (д, е). На временном ходе синим показаны месяцы, когда ядро вихря контактировало с поверхностью, оранжевым – когда ядро находилось под поверхностью. На диаграммах размаха центральная красная отметка обозначает медиану, а нижний и верхний края прямоугольника – 25-й и 75-й перцентили; усы проведены до самых крайних значений, которые не считаются выбросами; выбросы нанесены красным крестиком



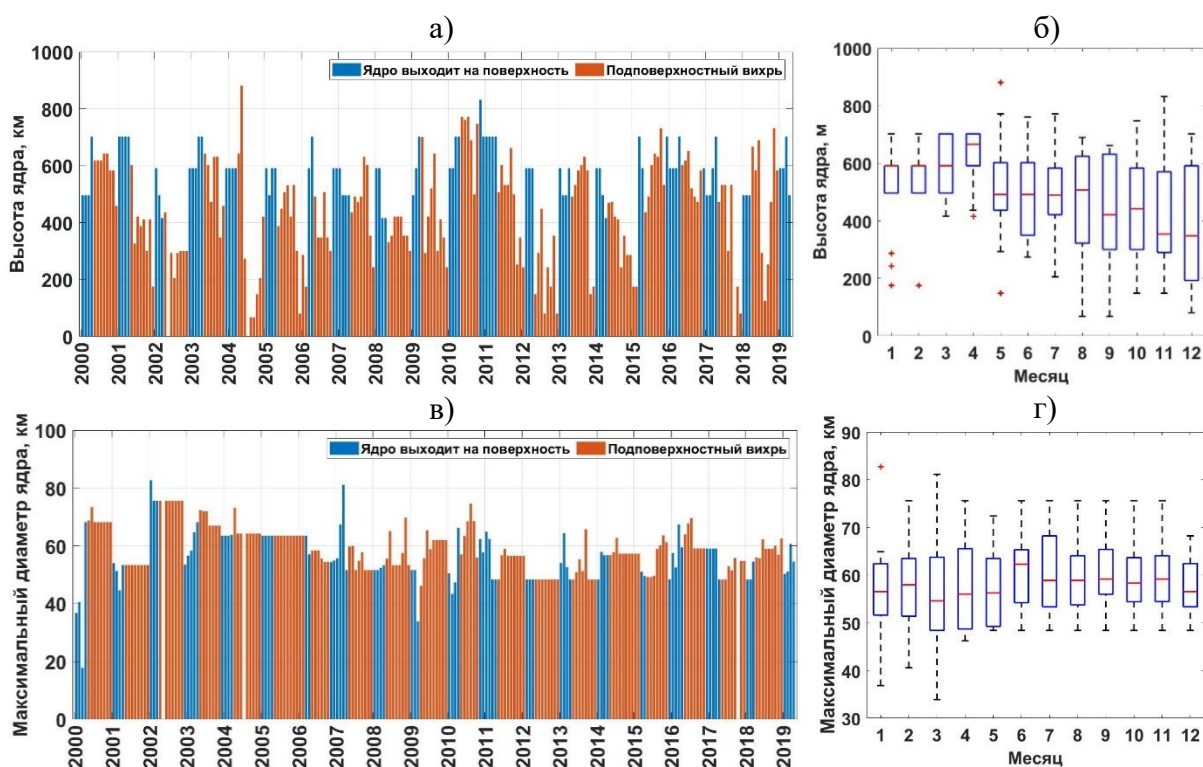


Рисунок 5.10. Временной ход (слева) и диаграммы разброса (справа) высоты ядра Лофотенского вихря (ж, з) и его максимального диаметра (и, к). На временном ходе синим показаны месяцы, когда ядро вихря контактировало с поверхностью, оранжевым – когда ядро находилось под поверхностью. На диаграммах размаха центральная красная отметка обозначает медиану, а нижний и верхний края прямоугольника – 25-й и 75-й перцентили; усы проведены до самых крайних значений, которые не считаются выбросами; выбросы нанесены красным крестиком

### 5.2.3. Зависимость между динамическими и кинематическими характеристиками Лофотенского вихря

Корреляция (рис. 5.11а) между объёмом ядра Лофотенского вихря (рис. 5.9а, б) и наибольшей по модулю относительной завихренностью внутри ядра (рис. 5.9в, г) составила  $-0,65$ . В случае, когда ядро изолировано от поверхности и взаимодействие с атмосферой не происходит, корреляция несколько выше и достигает  $-0,69$ ; при контакте с поверхностью корреляция составляет  $-0,60$ . Из рисунка 5.11а видно, что при малых размерах Лофотенский вихрь неизменно имеет малую интенсивность, тогда как большие размеры допускают большую вариативность интенсивности. Так, например, когда вихрь имел наибольший размер ( $1,77 \times 10^{13} \text{ м}^3$ ), его относительная завихренность составила лишь  $-2,54 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ .

Распределение зависимости между средней потенциальной завихренностью внутри выделенного вихря (рис. 5.9д, е) и объёмом этого вихря (рис. 5.9а, б) представлено на

рисунке 5.11б. В случае, когда вихрь изолирован от поверхности, объём вихря хорошо коррелирует со средней потенциальной завихренностью внутри него, корреляция составляет  $-0,72$ . Однако, в случае, когда вихрь выходит на поверхность, корреляция отсутствует.

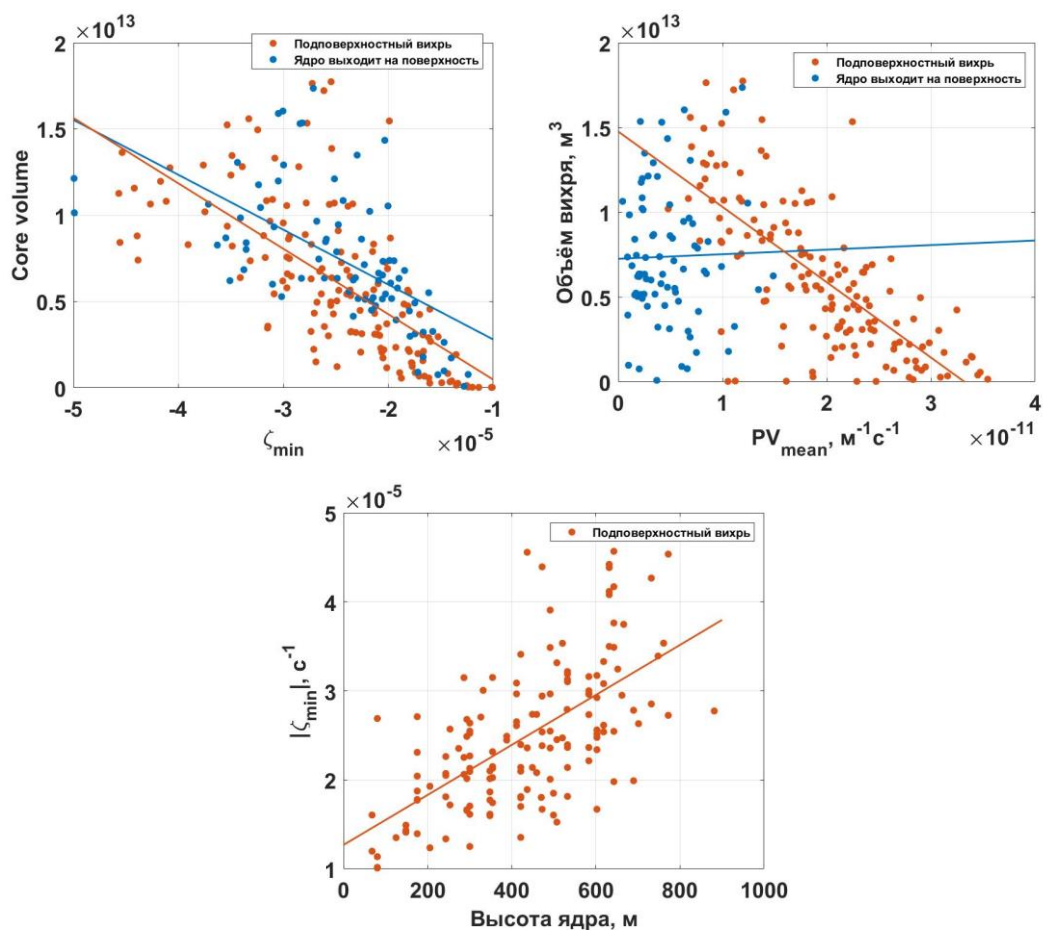


Рисунок 5.11. График зависимости между минимальной относительной завихренностью и объёмом ядра Лофотенского вихря (а); зависимость между средней потенциальной завихренностью и объёмом ядра вихря (б); зависимость между минимальной относительной завихренностью и высотой ядра вихря (в)

## ГЛАВА 6. ВЫТЯГИВАНИЕ ВИХРЕЙ В ОКЕАНЕ

### 6.1. Условия трансформации мезомасштабного вихря в субмезомасштабную вихревую нить

Одним из механизмов образования вихревых нитей – филаментов – является трансформация вихрей путем вытягивания под воздействием фоновых течений, когда один из горизонтальных масштабов становится больше другого в несколько раз. При вытягивании вихря в горизонтальном плане индуцированное им движение жидкости уменьшается. С физической точки зрения режим неограниченного вытягивания соответствует уничтожению вихря течением. Этот вариант поведения соответствует слабым вихрям в неоднородных потоках. Расчет энергии показал, что при удлинении вихря его кинетическая и доступная потенциальная энергия уменьшаются (Жмур, 2011).

Например, такая трансформация вихря показана в работе (Жмур и др., 2022b; Zhmur et al., 2023b). Авторы проанализировали эволюцию вихря в Лофотенской котловине за период 3–24 апреля 2012. Изначально круглый в горизонтальном плане вихрь деформируется таким образом, что в результате его длина становится больше ширины, как минимум, в 4 раза. Это означает, что вихрь трансформируется в вихревую нить – филамент. При этом кинетическая энергия уменьшается в 3 раза, потенциальная – в среднем в 1,7 раза, а полная энергия вихря уменьшается в 2,3 раза. Другой пример можно найти в работе (Belonenko et al., 2021b) (см. анимацию <https://link.springer.com/article/10.1007/s00024-020-02647-1>). На анимации видно образование филаментов из первоначально круглых вихрей, окружающих квазипостоянный антициклонический Лофотенский вихрь.

При вытягивании мезомасштабных вихрей на фоне деформирующего их течения следует ожидать перекачку энергии от вихрей к филаментам, т.е. от мезомасштабных движений на субмезомасштаб. Это прямой энергетический каскад, и связан он с неограниченным вытягиванием вихрей в филаменты. Согласно теоретическим расчетам, энергия вихря при значительном удлинении ядра уменьшается на 20–60 % (Жмур, Арутюнян, 2023). Эти же вопросы рассматривались при изучении удлинения реальных вихрей Лофотенской котловины (Жмур и др., 2022b), где было показано не только качественное, но и количественное соответствие теоретическим выводам. Поскольку в физической системе присутствуют только вихрь и течение, то естественно ожидать, что “потерянная” энергия вихрей перераспределится назад в течение. Если вернуться к представлению ансамбля вихрей как к геофизической турбулентности, где вихри генерируются течением и затем энергетически взаимодействуют с ним, то явление



возвращения энергии от турбулентности в течение называется обратным каскадом энергии или, другими словами, явлением “отрицательной вязкости” (Starr, 1968). В нашей работе мы соприкоснулись с явлением “отрицательной вязкости” и показываем в Мировом океане области ее проявления (голубой цвет на рисунках распределения  $|\gamma / e|$ ). Хотя полной ясности в вопросе передачи энергии вихрей по спектру размеров еще нет, тем не менее процесс превращения вихрей в филаменты в конечном итоге должен привести к интегральному перераспределению энергии вихрей от мезомасштаба на субмезомасштаб (прямой энергетический каскад), а уменьшение энергии вихрей при том же процессе вытягивании возвращает энергию в течения (обратный каскад энергии или явление отрицательной вязкости).

Для вихрей как замкнутых образований разрабатывались собственные критерии и алгоритмы обнаружения. Стремительное развитие спутниковой океанологии, в частности альтиметрических продуктов, а также рост доступных вычислительных мощностей инициировали бурное развитие автоматических алгоритмов обнаружения и трекинга (отслеживания) вихрей. Важное значение этих алгоритмов заключается в переходе от анализа площадных характеристик вихревых процессов, таких как кинетическая энергия вихрей, к анализу параметров конкретных вихрей (радиус, амплитуда, орбитальная скорость, время жизни, скорость перемещения). Несмотря на все многообразие, методы автоматической идентификации и трекинга вихрей могут быть классифицированы по трем условным группам: физические, геометрические и смешанные (Nencioli et al., 2010). В физических методах при выделении вихрей используется критерий, напрямую рассчитанный из значений исходного поля. В геометрических методах при выделении вихрей анализируются только геометрические характеристики изолиний исходного параметра. В свою очередь, в смешанных алгоритмах вихри выделяются на основе как физических значений, так и геометрических характеристик исходного поля. Однако возможности данных методов выделять филаменты в океанологических полях ограничены, с одной стороны, пространственным разрешением данных, а с другой стороны, алгоритмически, так как вытянутые структуры (какими и являются филаменты) не выделяются. Возможно, это объясняет сравнительно низкий интерес океанологов к филаментам по сравнению с вихрями, несмотря на то что филаменты также обладают потенциальной и относительной завихренностью.

Исследования, связанные с трансформацией эллиптического вихря при взаимодействии с фоновым течением, берут начало от работ Кирхгофа. Впоследствии С.А. Чаплыгин (Чаплыгин, 1948) и позднее С. Кида (Kida, 1981) показали, что существует три варианта поведения: вращение, нутационные колебания и неограниченное вытягивание. В

первых двух случаях вихрь остается локализованным образованием; в последнем – одна из осей неограниченно увеличивается, а вторая стремится к нулю. В горизонтальном плане такой вихрь становится похожим на вихревую нить (или филамент). Для нас наиболее интересным является третий вариант, когда вихрь при взаимодействии с течением, деформируясь, вытягивается в нить, перераспределяя тем самым энергию с мезомасштаба на субмезомасштаб. Возникает вопрос: а какова доля площади Мирового океана, где мезомасштабные вихри могут вытягиваться в филаменты?

В работах (Жмур, 2011; Жмур, Панкратов, 1990, 1989; Жмур, Щепеткин, 1991; Meacham, 1992; Meacham et al., 1994; Pankratov, Zhmur, 1991) разработана теория эволюции 3D эллипсоидальных бароклинных вихрей под действием течений. Для баротропных течений  $\vec{u}_b = (u_b, v_b, 0)$  с линейной зависимостью скорости течения от горизонтальных координат (формула 6.1):

$$\vec{u}_b = (u_b, v_b, 0) = \begin{cases} u_b = u_0 + ex - \gamma y \\ v_b = v_0 + \gamma x - ey \end{cases}, \quad (6.1)$$

задача сводится к эволюции во времени двух горизонтальных полуосей эллипсоида  $a(t)$  и  $b(t)$ . Здесь  $U = (u, v)$  – скорость течения,  $u_0$  и  $v_0$  – составляющие скорости течения в центре вихря  $x = 0, y = 0$ ;  $(x, y, z)$  – декартова правая система координат: оси  $x$  и  $y$  горизонтальные, ось  $z$  – вертикальная; коэффициенты  $\gamma$  и  $e$  описывают пространственную изменчивость фонового течения,  $\gamma = \frac{1}{2} \text{rot}_z \vec{u}_b$  – угловая скорость вращения жидких частиц в фоновом

течении,  $e$  – коэффициент деформации фонового течения. Любое баротропное линейное по координатам распределение скоростей можно путем поворота вокруг вертикальной оси свести к вышеуказанной зависимости. В баротропных течениях вертикальная полуось  $c$  постоянна. Безразмерный параметр  $\varepsilon$  характеризует степень вытягивания вихря в горизонтальной плоскости и определяется через отношение его горизонтальных масштабов  $\varepsilon = \frac{a}{b}$ . Без ограничения общности можно считать, что  $\varepsilon \geq 1$ . В работах (Жмур, 2011; Жмур

и др., 2022а, 2021; Жмур, Панкратов, 1989; Жмур, Щепеткин, 1991; Meacham, 1992; Meacham et al., 1994; Pankratov, Zhmur, 1991; Zhmur et al., 2021) вводится безразмерный параметр вертикальной сплюснутости ядра вихря:  $K = \frac{N}{f} \frac{c}{\sqrt{ab}}$ , где  $f$  – параметр Кориолиса,  $N = \text{const}$  – частота Вайсяля-Брента.

Следует отметить, что требование баротропности фонового течения весьма условно. Вихрь активно реагирует на течение на горизонтах расположения ядра вихря и менее

активно или вообще не чувствует фоновое течение выше и ниже этого слоя. Поэтому в качестве упрощения мы рассмотрели течения, независящие от вертикальной координаты на уровнях расположения ядра вихря: течение выше и ниже ядра вихря было задано таким же, как и на горизонтах расположения ядра. В результате получилось модель баротропного течения во всей толщине океана. В реальности следует учитывать вертикально осредненное течение на горизонтах расположения ядра вихря. Именно это мы будем делать при изучении эволюции вихрей приповерхностного слоя океана, рассматривая осредненные свойства морской среды в верхнем двухсотметровом приповерхностном слое океана.

Задачу эволюции формы вихря можно свести к системе двух дифференциальных уравнений для отношения полуосей и угла ориентации  $\theta$ , образуемой большей горизонтальной полуосью эллипсоида  $a$  с осью  $x$ . Решение этой системы описывает эволюцию конкретного вихря, зависящую от параметров  $e$  и  $\gamma$  фонового течения. Детали вывода представлены в работах (Жмур, 2011; Жмур, Панкратов, 1989).

Можно показать, что три безразмерные характеристики  $\gamma / e$ ,  $\sigma / e$  и  $K$  полностью определяют эволюцию вихря при его деформации течением при любых начальных условиях на  $\varepsilon$  и  $\theta$ . Здесь  $\sigma$  – избыточная потенциальная завихренность вихревого ядра по сравнению с потенциальной завихренностью фонового течения (Жмур, 2011; Жмур, Панкратов, 1989). Удобство данного набора чисел  $\gamma / e$ ,  $\sigma / e$  и  $K$  состоит в следующем:  $\gamma / e$  относится исключительно к характеристике фонового течения,  $\sigma / e$  показывает интенсивность вихря, а  $K$  характеризует сплюснутость вихревого ядра.

Малые значения  $K < 1$  соответствуют тонким вихрям, большие  $K > 1$  – толстым. При воздействии баротропного течения на вихрь параметр  $K$  остается неизменным, несмотря на деформацию ядра вихря (Жмур, 2011; Жмур, Панкратов, 1989). Постоянство  $K$  для каждого вихря позволяет изучить наличие каждого из трех режимов поведения вихрей на плоскости параметров  $(\sigma / e, \gamma / e)$ . На рисунке 6.1 приведена диаграмма зон различного поведения вихрей, полученная Б. П. Суетиным и представленная впервые в статье (Zhmur et al., 2023a).

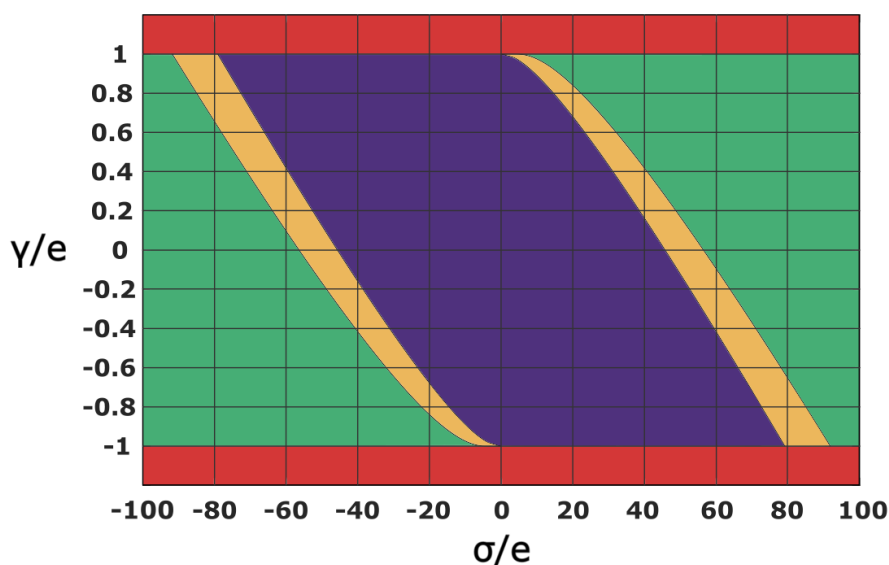


Рисунок 6.1. Диаграмма зон различного поведения вихрей в случае  $K = 0,2$  в плоскости параметров  $(\sigma / e, \gamma / e)$  Суетина Б.П., представленная в статье (Zhmur et al., 2023a). По оси ординат выделяются три области: для двух областей  $|\gamma / e| > 1$  присутствуют только колебательный и вращательный режимы (красная зона, простирается до бесконечности); в области  $|\gamma / e| \leq 1$  разрешены все три режима, которые отделены друг от друга четырьмя кривыми, выходящими попарно из  $(0; \pm 1)$ . В результате область  $|\gamma / e| \leq 1$  разбивается на три симметричные зоны:

- внутренняя (фиолетовая зона) – обязателен только режим неограниченного вытягивания ядра вихря;
- промежуточная (жёлтая зона) – разрешены колебательный режим и режим неограниченного вытягивания;
- внешняя (зелёная зона) – разрешены все режимы: вращательный, колебательный и вытягивания.

Границы зон являются линиями бифуркации, при пересечении которых появляется новый или исчезает уже существующий режим поведения вихря. Нас будет интересовать в основном фиолетовая зона, где наблюдается режим неограниченного вытягивания, при этом наиболее важным свойством здесь является ограничение на интенсивность вихрей. Этой зоне соответствуют относительно слабые вихри, которые не выживают в неоднородных течениях, растягиваясь в вихревые нити. Можно показать, что с увеличением значения  $K$  границы фиолетовой и жёлтой зон “подтягиваются” ближе к оси ординат  $\gamma / e$ , но никогда ее не достигают. Можно также показать, что при  $K > 10$  соответствующие линии границ зон практически совпадают, т.е. фиолетовая зона для

больших значений  $K$  практически соответствует границам при  $K = 10$  (Жмур и др., 2023с). Таким образом, внутри фиолетовой зоны формируется “сердцевина”, для которой все вихри, независимо от размера по вертикали (параметр  $K$ ) и независимо от интенсивности самого вихря (параметр  $\sigma$ ) обязательно неограниченно вытягиваются. “Сердцевина” демонстрирует область неминуемого вытягивания вихрей Кирхгофа из 2D-гидродинамики, что следует из нашей теории (Жмур и др., 2023а, 2023б, 2023с) и соответствует обобщению работы Кида (Kida, 1981). Более подробно теоретические аспекты описаны в статье (Жмур и др., 2023с).

## 6.2. Вытягивание вихрей в Лофотенской котловине

Рассмотрим теперь эти процессы для реального океана на примере Лофотенской котловины – района повышенной динамической активностью мезомасштабных вихрей. Расчеты будем проводить по данным глобального океанического реанализа GLORYS (Lellouche et al., 2021) с различным разрешением.

На рисунке 6.2 показаны распределения относительной завихренности и параметра Окубо-Вейса в поверхностном слое Лофотенской котловины. Поле относительной завихренности нами выбрано в связи с тем (Жмур, Арутюнян, 2023), что филаменты лучше всего видны в поле вертикальной компоненты ротора скорости  $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$  (рис. 6.2а).

Параметр Окубо-Вейса  $Q^2$  (рис. 6.2б) рассчитывался по формуле  $Q^2 = S^2 - \zeta^2$ , где

$$S^2 = \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \quad (\text{Okubo, 1970; Weiss, 1991}).$$

На рисунке 6.2 видно, что в Лофотенской котловине наряду с вихрями круглой формы в горизонтальном плане наблюдается достаточное число вихрей, которые имеют вытянутую форму.

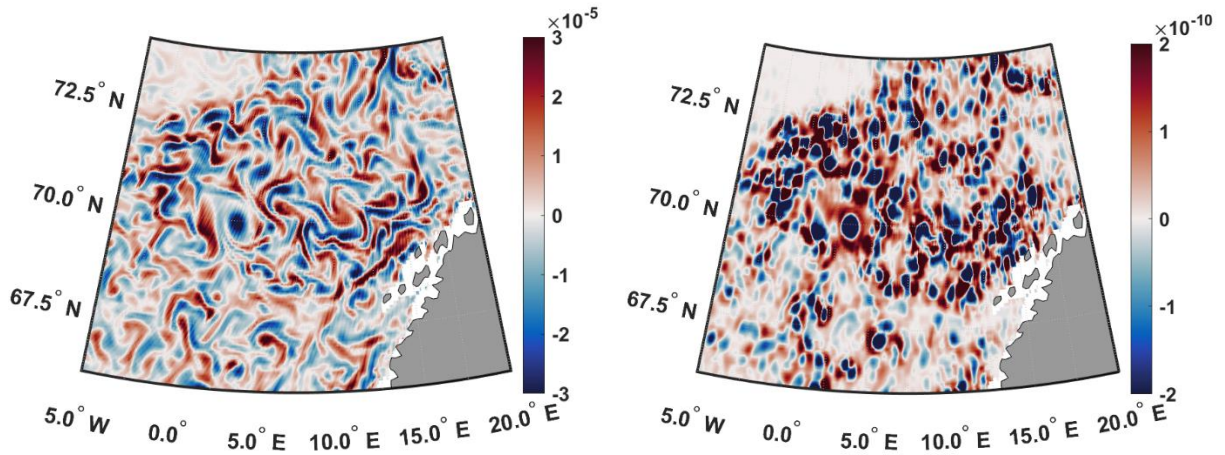


Рисунок 6.2. Поле относительной завихренности  $\zeta$  (а) и параметра Окубо-Вейса (б) в поверхностном слое (0,5 метра) Лофотенской котловины за 10 июня 2010 года с разрешением  $0,083^\circ$ .

Рассмотрим растягивающее воздействие течения в окрестности Лофотенского вихря, приводящее к образованию удлиненных вихрей. Под течением здесь мы понимаем фоновое течение, совмещенное с течением самого вихря. Поле относительной завихренности в окрестности Лофотенского вихря на горизонте 0,5 метров представлено на рисунке 6.3, а на рисунке 6.4 – поле параметра  $|\gamma / e|$ , осредненного по толщине ядра антициклона. Расчёты  $|\gamma / e|$  проводились в повёрнутой системе координат по следующей формуле (6.2)

$$\left| \frac{\tilde{\gamma}}{\tilde{e}} \right| = \frac{|\gamma_1 + \gamma_2|}{\sqrt{(2e)^2 + (\gamma_1 - \gamma_2)^2}}, \quad (6.2)$$

где  $e = \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial v}{\partial y}$  – коэффициент деформации фонового течения,  $\gamma_1 = -\frac{\partial u}{\partial y}$ ,  $\gamma_2 = \frac{\partial v}{\partial x}$

( $\text{rot}_z \vec{u} = \gamma_1 + \gamma_2 = 2\tilde{\gamma}$ ) – угловая скорость вращения жидких частиц в фоновом течении. В зонах, где  $|\tilde{\gamma} / \tilde{e}| \leq 1$ , следует ожидать вихревые нити, а также сами вихри. В зоне  $|\tilde{\gamma} / \tilde{e}| > 1$  нитей не должно быть, но вихри могут быть. Далее для краткости будем обозначать  $|\tilde{\gamma} / \tilde{e}|$  как  $|\gamma / e|$ . Для учёта влияния только фонового потока (и исключения вихревой динамики) при расчете параметра  $|\gamma / e|$ , мы использовали сглаживание гидрофизических полей методом скользящего среднего с шириной окна  $10 \times 10$ .

Ядро вихря имеет отрицательную завихренность порядка  $-3 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$  (голубой цвет). В окрестности вихря располагаются зоны с положительной завихренностью того же порядка (красный цвет). Следовательно, число Россби в исследуемом районе не превышает

0,25 ( $Ro = \zeta / f$ , значение параметра Кориолиса на  $70^\circ$  с.ш.  $f = 1,371 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ). По вычисленным значениям параметра  $|\gamma / e|$  нарисуем линию  $|\gamma / e| = 1$  (сплошная черная линия) и заштрихуем области, где  $|\gamma / e| > 1$ : здесь вытягивание более мелких вихрей в нить запрещено (рис. 6.3). Обратим внимание, что в ядре антициклона вытягивание отсутствует: действительно, вихрь должен оставаться локализованным образованием с ограниченными деформациями. Аналогично должны вести себя субмезомасштабные вихри в красных заштрихованных зонах. Таким образом, получаем, что неограниченное растяжение мелких вихрей разрешено вокруг ядра, в области размером порядка диаметра ядра вихря. Здесь вихри могут трансформироваться в филаменты.

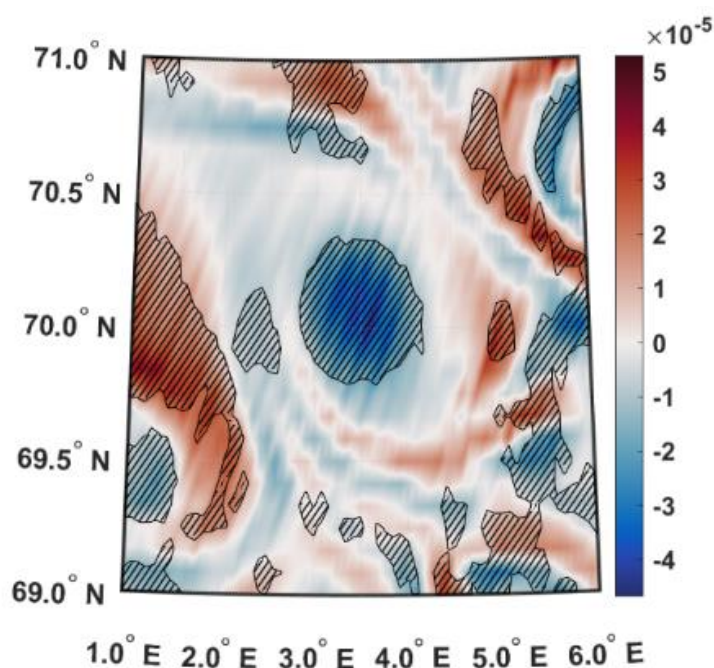


Рисунок 6.3. Распределение относительной завихренности в районе Лофотенского вихря на горизонте 0,5 м 10 июня 2010 года. Сплошная черная линия соответствует значениям  $|\gamma/e|=1$ . Штриховкой нанесены области  $|\gamma/e|>1$ , где запрещено неограниченное вытягивание вихрей в нить.

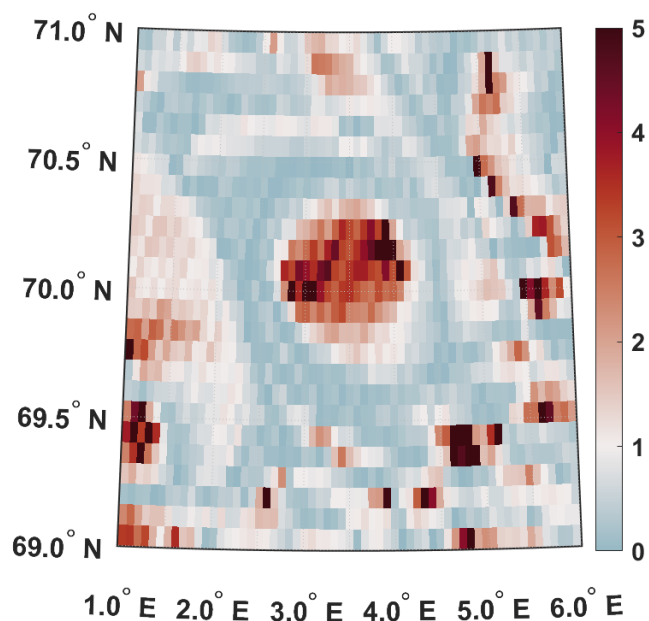


Рисунок 6.4. Поле параметра  $|\gamma / e|$ , осредненного по толщине ядра антициклона (200–800 м). Светло-голубой цвет – зоны, где вытягиваются вихри; красный цвет – зоны с запретом к вытягиванию вихрей.

Характерное время изменений системы составляет 1–3 суток. За время порядка от месяца до трех месяцев происходят сильные трансформации всей картины вплоть до временного исчезновения антициклона с полной перестройкой зон разрешенного и запрещенного вытягивания малых вихрей. Пример такого временного распада антициклонического Лофотенского вихря приведён на рисунке 6.5.



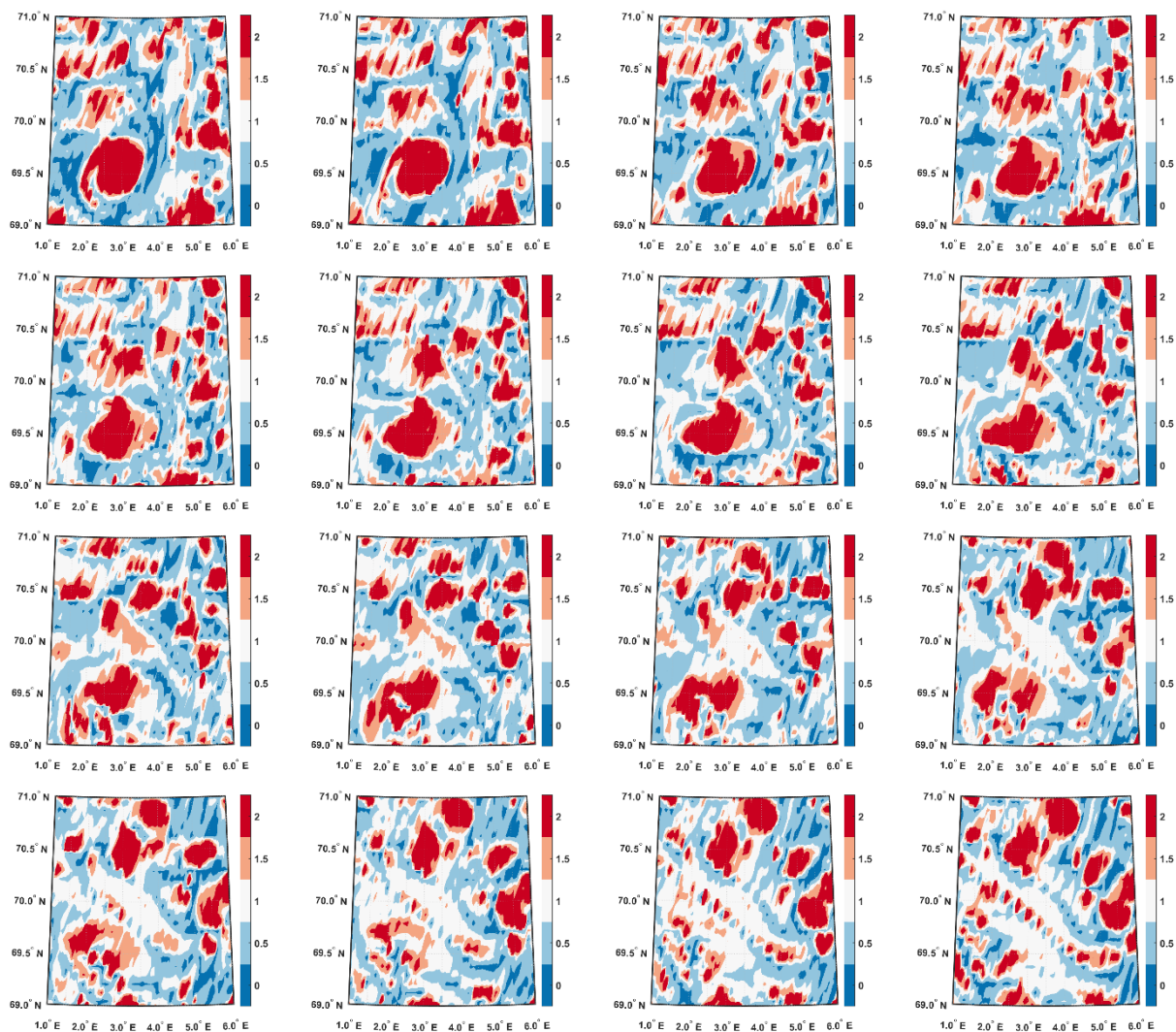


Рисунок 6.5. Суточная изменчивость распределения  $|\gamma / e|$ , осредненного по поверхностному 200-метровому слою. Рисунки приведены за 20.01.2010 – 04.02.2010 слева направо сверху вниз. Светло-голубой цвет – зоны, где вытягиваются вихри; красный цвет – зоны с запретом к вытягиванию вихрей.

На рисунке 6.6 представлены результаты расчетов  $|\gamma / e|$  для Лофотенской котловины с различным пространственным разрешением ( $0,25^\circ$  и  $0,083^\circ$ ). Оказалось, что зоны (домены) с запретом и разрешением на неограниченное вытягивание вихрей располагаются по акватории практически случайным образом. Масштабы крупных доменов с запретом на вытягивание примерно соответствуют размерам вихрей. Крупные домены с разрешением на вытягивание в несколько раз превышают размер доменов с запретом. Доля общей площади доменов с разрешением на вытягивание для Лофотенской котловины на момент рассмотрения составляет  $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0,61$  (по данным с исходной дискретностью за 10 июня 2010 г.). В дальнейшем при анализе будут использованы пространственное сглаживание и

временное осреднение. Напомним, что наша главная цель – получить оценку числа  $\frac{S_{\leq 1}}{S}$ .

Эта характеристика является интегральной по площади региона, поэтому дополнительное сглаживание по площади не сильно влияет на ее оценку, в то время как осреднение по времени, как мы предполагаем, должно привести к меньшему количеству мелких нестационарных доменов. При использовании данных с пространственным разрешением  $0,25^\circ \times 0,25^\circ$  (рис. 6.6б), получаем более крупные домены; мелкие домены просто исчезли, а искомое отношение  $\frac{S_{\leq 1}}{S}$  несколько изменилось  $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0,52$ . Можно продолжить цепь пространственных усреднений, при этом можно показать, что с увеличением размера ядра сглаживания размер доменов будет расти и сопровождаться небольшим изменением параметра  $\frac{S_{\leq 1}}{S}$ .

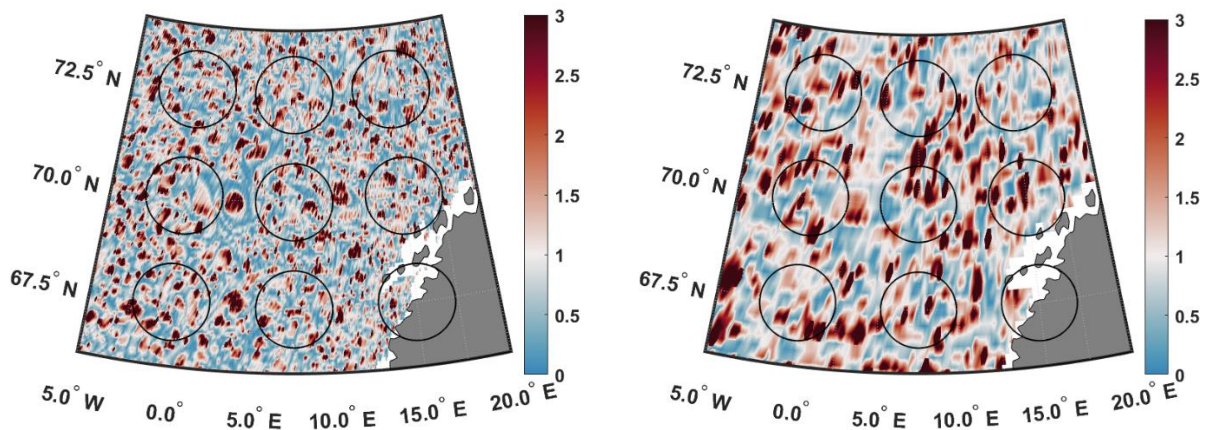


Рисунок 6.6. Распределения значений  $|\gamma / e|$  в поверхностном 200-метровом слое Лофотенской котловины на 10 июня 2010 г. с пространственным разрешением  $0,083^\circ$  (а) и  $0,25^\circ$  (б). Красные области  $|\gamma / e| > 1$  соответствуют зонам с запретом на неограниченное вытягивание вихрей; в голубых с  $|\gamma / e| < 1$  разрешено неограниченное вытягивание вихрей. Показаны окружности с радиусом 100 км

### 6.3. Вытягивание вихрей в Мировом океане

В Мировом океане мы видим «пятнистое» распределение доменов со свойствами  $|\gamma / e| > 1$  и  $|\gamma / e| < 1$  (рис. 6.7). На линии диаметра эллипсов наблюдается в среднем 9–11 «пятен». Расчет в окружностях на  $30^\circ$  с.ш. и ю.ш., показал характерный размер «пятна»

около 200 км (2000 км / 10 «пятен»). При этом размер крупных «пятен» красного цвета ( $|\gamma / e| > 1$ ) меньше, чем размеры крупных «пятен» голубого цвета ( $|\gamma / e| < 1$ ).

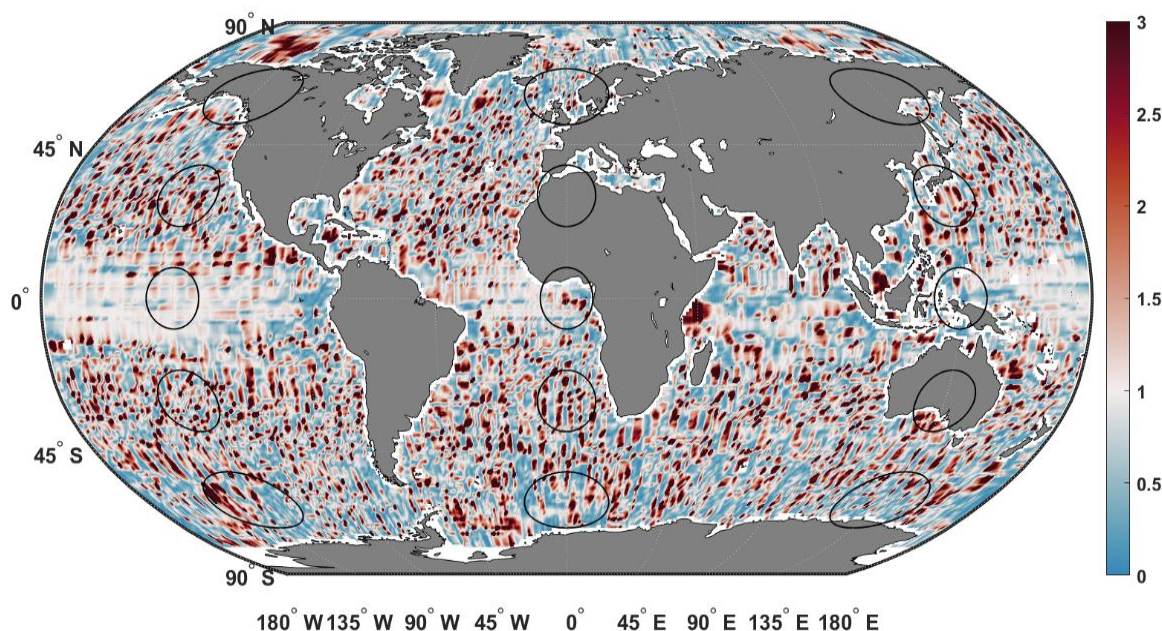


Рисунок 6.7. Пространственное распределение  $|\gamma / e|$  в поверхностном 200-метровом слое Мирового океана, полученное по 1-градусным данным, сглаженным методом скользящего среднего с шириной окна 10 ячеек. Овалы на карте соответствуют окружностям на глобусе радиуса 1000 км. Результаты представлены за 10 июня 2010 года.

При сравнении суммарных площадей красных и голубых «пятен» получено следующее свойство. Для исходного одноградусного гидрофизического поля получено значение  $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0,66$ , а та же характеристика по данным, сглаженным скользящим средним

с шириной окна 10 ячеек, составила  $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0,60$ . Таким образом, суммарная площадь

доменов Мирового океана, где вихри могут вытягиваться, варьирует в зависимости от осреднения данных от 60 до 66%, что превышает суммарную площадь доменов с запрещением к вытягиванию вихрей. Интересно также отметить соотношение суммарных

площадей красных и голубых зон:  $\frac{S_{\leq 1}}{S_{> 1}} \approx 1,9$  на одноградусной сетке без осреднения полей

и на той же сетке, но с осреднением полей  $\frac{S_{\leq 1}}{S_{> 1}} \approx 1,5$ . Прежде всего напрашивается вывод,

что суммарная площадь доменов Мирового океана, где вихри могут вытягиваться, больше,

чем суммарная площадь доменов с запрещением вихрей к вытягиванию. Оценки, которые нами получены с осреднением и без осреднения полей следующие:

$$1,5 < \frac{S_{\leq 1}}{S_{> 1}} < 1,9, \quad (6.3)$$

$$0,60 < \frac{S_{\leq 1}}{S} < 0,66. \quad (6.4)$$

Левая граница неравенств (6.3) и (6.4) получена при сглаживании гидрофизических полей методом скользящего среднего с шириной окна 10 ячеек, а правая граница получена без осреднения данных. Если бы осреднение проводилось с меньшей шириной окна, то левая граница интервалов в формулах (6.3) и (6.4) увеличилась и попала бы в зону указанных неравенств (6.3) и (6.4). Поскольку сглаживание течений по  $10 \times 10$  ячейкам приводит к крупномасштабным фоновым течениям порядка 1000 км, то течения с меньшим характерным размером (и меньшим сглаживанием) дадут результат, укладывающийся в неравенства (6.3) и (6.4). Таким образом, мы можем считать, что все многообразие течений Мирового океана с позиций их воздействия на мезомасштабные вихри укладывается в соотношения (6.3) и (6.4). Далее будем считать справедливыми диапазоны (6.3) и (6.4) при любых воздействиях течений на вихри. С другой стороны, так как соотношения (6.3) и (6.4) получены для данных за конкретную дату (10 июня 2010 г.), возникают опасения, что диапазон (6.3) и (6.4) может меняться во времени. Рассмотрим это далее.

На рисунке 6.8 приведены гистограммы распределения параметра  $|\gamma / e|$  в Мировом океане за осреднённый период 1993–2019 г., вычисленные по исходным одноградусным данным (рис. 6.8а) и по данным, сглаженным методом скользящего среднего с шириной окна 10 ячеек (рис. 6.8б). Все расчёты проведены для осреднённого поверхностного 200-метрового слоя.

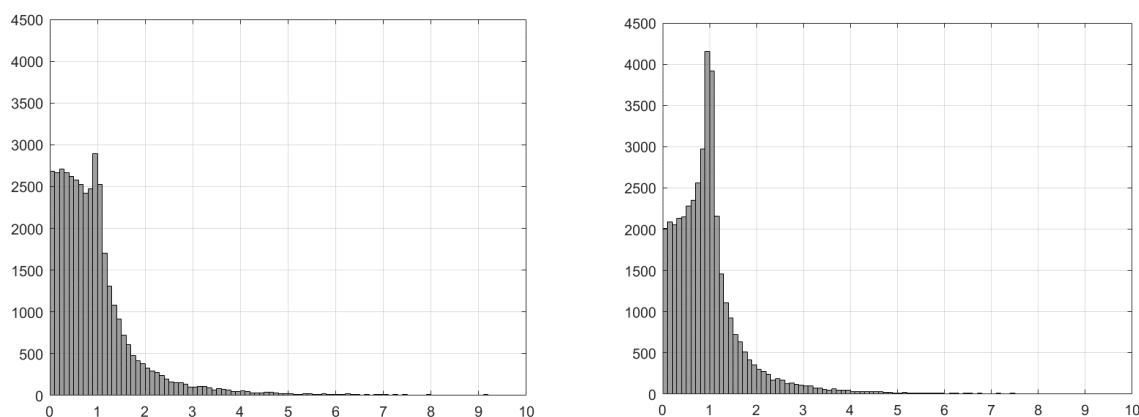


Рисунок 6.8. Гистограммы распределения параметра  $|\gamma / e|$  в Мировом океане за осреднённый период 1993–2019 г., вычисленные по исходным одноградусным данным (а) и по данным, сглаженным методом скользящего среднего с шириной окна 10 ячеек (б). По вертикальной оси отложено количество случаев, попавших в заданный диапазон значений параметра  $|\gamma / e|$ , дискретность диапазонов – 0,1.

Как следует из гистограмм на рисунке 6.8, в природе преобладают ситуации, когда параметр  $|\gamma / e|$  находится в диапазоне  $0 < |\gamma / e| < 1$ . При пространственном сглаживании полей из-за исчезновения мелких пятен количество наблюдаемых случаев для диапазона  $0 < |\gamma / e| < 1$  уменьшается примерно на 25 % и одновременно выделяется максимум распределения в окрестности значения  $|\gamma / e| = 1$ . Последнее означает, что максимальная вероятность наблюдается в природе для прямолинейных течений с горизонтальным сдвигом скорости.

Далее рассмотрим сезонный ход изменчивости распределения параметра  $|\gamma / e|$  (не показано). Оказалось, что гистограммы за каждый месяц практически совпадают друг с другом. Это означает, что распределение по параметру  $|\gamma / e|$  свойств течений месяц от месяца по слабо отличаются друг от друга. Также практически не отличаются среднесезонные гистограммы параметра  $|\gamma / e|$  в Мировом океане за период 1993–2019 г. В таблице 6.1 показан сезонная изменчивость отношений  $S_{\leq 1} / S_{> 1}$  и  $S_{\leq 1} / S$ . Как следует из таблицы 6.1, отношение интегральных площадей доменов разных типов от сезона к сезону меняется слабо. Еще более жестко определяются эти доли в общей площади Мирового океана. В частности, домены со свойством вытягивания вихрей составляют 60 % от площади Мирового океана независимо от сезона. Практически аналогичные результаты показывает изменчивость отношений  $S_{\leq 1} / S_{> 1}$  и  $S_{\leq 1} / S$  по месяцам (таблица 6.2).

Таблица 6.1. Сезонная изменчивость отношений суммарных площадей доменов разных типов

СЕЗОН	$S_{\leq 1} / S_{> 1}$	$S_{\leq 1} / S$
<b>Зима</b>	1,49	0,60
<b>Весна</b>	1,49	0,60
<b>Лето</b>	1,48	0,60
<b>Осень</b>	1,44	0,59

Таблица 6.2. Изменчивость отношений суммарных площадей доменов разных типов по месяцам

МЕСЯЦ	$S_{\leq 1} / S_{> 1}$	$S_{\leq 1} / S$
<b>Январь</b>	1,47	0,60
<b>Февраль</b>	1,49	0,60
<b>Март</b>	1,51	0,60
<b>Апрель</b>	1,50	0,60
<b>Май</b>	1,51	0,60
<b>Июнь</b>	1,51	0,60
<b>Июль</b>	1,51	0,60
<b>Август</b>	1,49	0,60
<b>Сентябрь</b>	1,45	0,59
<b>Октябрь</b>	1,44	0,59
<b>Ноябрь</b>	1,44	0,59
<b>Декабрь</b>	1,44	0,59

Рассмотрим теперь межгодовую изменчивость интегральных площадей доменов за рассматриваемый период (Таблица 6.3). Гистограммы распределения параметра  $|\gamma / e|$ , рассчитанные для каждого года отдельно, практически не отличаются от друга (не показаны). С большой точностью год от года сохраняется относительная интегральная площадь доменов с  $|\gamma / e| \leq 1$ :  $S_{\leq 1} / S = 0,60$ . Отношение интегральных площадей доменов с  $|\gamma / e| \leq 1$  и  $|\gamma / e| > 1$  также практически не меняется в рассматриваемом периоде времени:  $S_{\leq 1} / S_{> 1} = 1,50$ . Эти же цифры мы получили при изучении свойств полей течений Мирового океана на примере 10 июня 2010 г. Таким образом, можно сделать вывод, что диапазон значений в неравенствах (3)–(4) получен достоверно и справедлив, по крайней мере, для 27-летнего периода с 1993 по 2019 гг.



Таблица 6.3. Межгодовая изменчивость отношений суммарных площадей разных доменов

ГОД	$S_{\leq 1} / S_{> 1}$	$S_{\leq 1} / S$
1993	1,51	0,60
1994	1,49	0,60
1995	1,52	0,60
1996	1,48	0,60
1997	1,50	0,60
1998	1,54	0,61
1999	1,47	0,60
2000	1,48	0,60
2001	1,48	0,60
2002	1,49	0,60
2003	1,49	0,60
2004	1,49	0,60
2005	1,51	0,60
2006	1,49	0,60
2007	1,51	0,60
2008	1,50	0,60
2009	1,49	0,60
2010	1,48	0,60
2011	1,51	0,60
2012	1,50	0,60
2013	1,51	0,60
2014	1,48	0,60
2015	1,49	0,60
2016	1,50	0,60
2017	1,56	0,61
2018	1,50	0,60
2019	1,50	0,60
Среднее за весь период	1,50	0,60

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе был проведён анализ динамики Лофотенского вихря. Была изучена межгодовая, сезонная и месячная изменчивость Лофотенского вихря, а также рассмотрены отдельные случаи на конкретные даты. Были вычислены и проанализированы следующие параметры, характеризующие Лофотенскую котловину: радиус деформации Россби; глубина залегания изопикнических поверхностей, а также температура и солёность на них; относительная и потенциальная завихренность; частота Вайсяля-Брента; параметр  $|\gamma / e|$ , характеризующий способность к вытягиванию в данной точке; пространственные размеры Лофотенского вихря (радиус, высота, широта и долгота центра вихря). Перейдём к основным выводам.

В **главе 3** на основе ежемесячных данных океанического реанализа ARMOR3D, который основан на ассимиляции всех доступных спутниковых данных за период 1993–2018 гг. получены пространственные и временные оценки изменчивости бароклинного радиуса деформации Россби для Норвежского и Гренландского морей. Полученные нами оценки  $R_d$  неплохо согласуются с оценками других исследователей (Chelton et al., 1998; Fer et al., 2018; Nurser, Bacon, 2014). Однако мы не только уточнили эти оценки, но заполнили пропуски в климатологии, составленной Челтоном (Chelton et al., 1998).

Показано, что для Норвежского и Гренландского морей радиус деформации Россби в среднем не превышает 7–9 км. Для большей части исследуемого района сезонные колебания радиуса составляют 1–2 км, при этом наибольшие значения радиуса достигаются в тёплое время года (июль – сентябрь), а наименьшие – в холодное (январь – март). В Датском проливе и проливе Фрама сезонная изменчивость может превышать 3 и 4,5 км, соответственно. Межгодовая изменчивость радиуса деформации Россби не выражена, однако отмечается увеличение как средних, так и максимальных значений к концу периода 1993–2018 гг. Показано, что донная топография и конвективные процессы играют значительную роль в пространственном и сезонном распределении радиусов деформации Россби.

В **главе 4** на основе данных океанического реанализа GLORYS12V1 проанализированы четыре изостерические  $\delta$ -поверхности в Лофотенской котловине: s41, s31, s21 и s07. Рассчитаны распределения температуры и солёности на этих поверхностях, а также глубина их залегания. Установлено, что изостерические поверхности в котловине расположены со значительным наклоном в направлении с запада на восток. Это означает,



что заглублиение атлантических вод в котловине происходит направлении, противоположном доминирующему направлению вихрей, переносящих теплые и соленые воды Норвежского склонового течения в центральную часть котловины (Зинченко и др., 2019; Gordeeva et al., 2020; Köhl, 2007; Volkov et al., 2015). Так как эти процессы разнонаправлены, это приводит к увеличению продолжительности нахождения атлантических вод в Лофотенской котловине и усилению ее роли как теплового резервуара в регионе.

Максимальное заглублиение изостерических поверхностей происходит в центре котловины, где наблюдается квазипостоянный Лофотенский вихрь. Зимняя конвекция может проникать на большие глубины, превышающие 1000 м, способствуя ежегодной регенерации вихря, и еще больше усиливает заглублиение изостер и создание большого «теплового бассейна» в этом месте. Струи Норвежского склонового течения также создают значительное заглублиение изостер вдоль норвежского материкового склона, которое прослеживается до глубин 700–750 м. Рассчитанные максимумы глубин изостерических поверхностей s31, s21 и s07 в среднем больше на 100–300 м, чем это отмечалось в более ранних исследованиях. Замкнутое углубление в виде чаши в центре Лофотенской котловины наблюдается уже на  $\delta$ -поверхности s31, тогда как в работе (Rossby et al., 2009a) оно появляется только на s21.

В межгодовой изменчивости максимум глубины поверхности s07 наблюдается в 2010 г., который отмечается как год аномально больших глубин верхнего квазиоднородного слоя в Лофотенской котловине, подтвержденных измерениями буев ARGO. Максимумы глубины залегания поверхности s07 в 2000, 2010, 2013 и 2016 гг. соответствуют годам глубокой конвекции, отмеченным в статье (Федоров и др., 2019). При этом максимальные площади, ограниченные изолиниями высоких значений глубин s07, не соответствуют годам максимальной конвекции. Наибольшие площади, ограниченные изолиниями 900, 1000 и 1050 м, были в 1994, 2003, 2009 и 2014 гг. Есть основания предполагать, что глубокая конвекция может проявляться как большими глубинами верхнего квазиоднородного слоя в небольшой ограниченной области, так и меньшими глубинами, но распространяющиеся на большую площадь.

Наибольшая сезонная изменчивость характерна для s41, где максимальная глубина достигается в восточной части акватории у скандинавского шельфа, а на остальных поверхностях – в области расположения Лофотенского вихря (за исключением нескольких карт для s31, где максимумы достигаются в восточной части бассейна). Выявлено, что на поверхностях s31, s21 и s07 максимальная глубина достигается не зимой или весной, непосредственно в периоды глубокой конвекции, а летом. Области с наибольшими

глубинами летом также имеют максимальную площадь, а зимой минимальны. Это означает, с одной стороны, определенную инерцию изменения термохалинных характеристик атлантических водных масс, а с другой – сдвиг на 1–2 сезона влияния глубокой конвекции на изостерические поверхности.

В целом, изопикническая адвекция в Лофотенской котловине, как и диапикническое перемешивание, играют значительную роль в процессах, определяющих котловину как основной тепловой резервуар субарктических морей.

В главе 5, разделе 1 была исследована роль частоты Вьяйсяля-Брента в мезомасштабных вихрях. По данным океанического реанализа GLORYS12V1 были рассмотрены два вихря Лофотенской котловины Норвежского моря: циклон и антициклон (Лофотенский вихрь). Для этих вихрей построены вертикальные разрезы потенциальной плотности и частоты Вьяйсяля-Брента, рассчитаны масштабы и орбитальные скорости, построены распределения частоты Вьяйсяля-Брента в ядре и ее аномалии относительно фоновой частоты Вьяйсяля-Брента, а также графики относительной и потенциальной завихренности.

Было выявлено, что орбитальные скорости в циклоне достигают 30 см/с, а пространственные продольный и поперечный масштабы составляют 72,3 км и 48,8 км соответственно. Орбитальные скорости в антициклоне превышают 50 см/с (максимальное значение – 50,8 см/с), а пространственные продольный и поперечный масштабы – 108,7 км и 67,9 км. Изопикны в циклонах и антициклонах деформируются в среднем в противоположных направлениях. Циклонические вихри сближают изопикны, стягивая их внутрь вихревого ядра, в то же время антициклонические вихри раздвигают изопикны друг от друга. Последнее приводит к увеличению частоты Вьяйсяля-Брента в вихревом ядре циклона и соответствующему ее уменьшению в антициклоне. Показано, что аномалии частоты Вьяйсяля-Брента относительно фоновой частоты положительны в ядре циклона и отрицательны в ядре антициклона. Потенциальная и относительная завихренности, хорошо выделяются в вихревых ядрах.

В главе 5, разделе 2 мы ожидали, что при вытягивании вихря по вертикали его интенсивность (модуль относительной завихренности и орбитальные скорости) будет наибольшей, и, наоборот, когда вихрь сплющивается, относительная завихренность должна также уменьшаться. Это соответствует общим физическим представлениям, однако не всегда выполняется. Наибольшая высота вихря наблюдается зимой, когда относительная завихренность минимальна. Это обусловлено разрушением термоклина и выходом вихря

на поверхность, следовательно, происходит его активное взаимодействие с атмосферой, т.е. закон сохранения потенциальной завихренности не выполняется. Если же рассмотреть случай, когда вихрь изолирован от поверхности, т.е. когда обе его вертикальные границы определяются заданными поверхностями равной потенциальной завихренности, наибольшая высота вихря соответствует его наибольшей интенсивности. Корреляция составляет 0,62. В то же время, связь между диаметром вихря и его интенсивностью отсутствует. Согласно нашим расчётам, диаметр вихря слабо меняется в течение года, наибольший диаметр вихря наблюдается летом – в период максимальной интенсивности вихря. Отсутствие связи между интенсивностью вихря и его диаметром может быть связано с тем, что боковые границы вихря выделялись по относительной завихренности (не по потенциальной), чтобы обеспечить замкнутость выделенной области.

Как показало исследование, вопреки ожиданиям, в целом усиление вихря происходит не в период зимней конвекции, которая является одной из причин его регенерации, а летом. Хотя об усилении вихря и увеличении интенсивности в зимний период говорилось в статье (Иванов, Кораблев, 1995b), натурные исследования авторов ограничивались летним периодом и не касались оценки интенсивности вихря. Кроме того, нами были отмечены случаи «внесезонной» интенсификации Лофотенского вихря, которые, вероятно, связаны со слиянием с другими вихрями.

В главе 6 было показано, что в ядре антициклонического Лофотенского вихря вытягивание отсутствует. Это объясняется тем, что вихрь должен оставаться локализованным образованием с ограниченными деформациями. При этом неограниченное растяжение мелких вихрей вокруг ядра Лофотенского вихря разрешено, здесь вихри могут трансформироваться в филаменты. Аналогично должны вести себя и другие достаточно интенсивные субмезомасштабные и мезомасштабные вихри.

При сравнении суммарных площадей зон, разрешающих вытягивание вихрей ( $|\gamma / e| \leq 1$ ), и зон с запретом вытягивания ( $|\gamma / e| > 1$ ) получено следующее свойство. Для одноградусной сетки без сглаживания гидрофизических полей площадь зоны, где вытягивание вихрей разрешено, составляет 66 %, а та же характеристика со сглаживанием полей – 60 %. Соотношение суммарных площадей зон, где вытягивание вихрей разрешено

и запрещено, составляет  $\frac{S_{\leq 1}}{S_{> 1}} \approx 1,9$  на одноградусной сетке без сглаживания полей и на той

же сетке, но со сглаживанием полей –  $\frac{S_{\leq 1}}{S_{> 1}} \approx 1,5$ . Таким образом, суммарная площадь

доменов Мирового океана, где вихри могут вытягиваться, больше в 1,5–2 раза, чем суммарная площадь доменов с запретом вытягивания вихрей.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Алексеев А.П., Истошин Б.В.* Некоторые результаты океанографических исследований в Норвежском и Гренландском морях // Советские Рыбохозяйственные Исследования в Морях Европейского Севера. М.: Пищевая промышленность, 1960. С. 23–26.
2. *Алексеев В.А., Иванов В.В., Репина И.А., Лаврова О.Ю., Станичный С.В.* Конвективные структуры в Лофотенской котловине по данным спутников и буев Арго // Исследования Земли из космоса. 2016. № 1–2. С. 90–104. <https://doi.org/10.7868/s0205961416010012>.
3. *Алексеев Г.В., Багрянцев М.В., Богородский П.В., Васин В.В., Широков П.Е.* Структура и циркуляция вод в области антициклонического круговорота на северо-востоке Норвежского моря // Проблемы Арктики и Антарктики. 1991. № 65. С. 14–23.
4. *Башмачников И.Л., Белоненко Т.В., Куйбин П.А.* Приложение теории колоннообразных Q-вихрей с винтовой структурой к описанию динамических характеристик Лофотенского вихря Норвежского моря // Вестник СПбГУ. Науки о Земле. 2017. № 62 (3). С. 221–236. <https://doi.org/10.21638/11701/spbu07.2017.301>.
5. *Белоненко Т.В., Башмачников И.Л., Колдунов А.В., Куйбин П.А.* О вертикальной компоненте скорости в Лофотенском вихре Норвежского моря // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. № 53 (6). С. 728–737. <https://doi.org/10.7868/S0003351517060071>.
6. *Белоненко Т.В., Волков Д.Л., Норден Ю.Е., Ожигин В.К.* Циркуляция вод в Лофотенской котловине Норвежского моря // Вестник СПбГУ. Науки о Земле. 2014. № 7 (2). С. 108–121.
7. *Белоненко Т.В., Колдунов А.В., Сентябов Е.В., Карсаков А.Л.* Термохалинная структура Лофотенского вихря Норвежского моря на основе экспедиционных исследований и по данным гидродинамического моделирования // Вестник СПбГУ. Науки о Земле. 2018. № 63 (4). С. 502–519. <https://doi.org/10.21638/spbu07.2018.406>.
8. *Белоненко Т.В., Кубряков А.А., Станичный С.В.* Спектральные Характеристики Волн Россби Северо-Западной Части Тихого Океана По Спутниковым Альтиметрическим Данным // Исследования Земли из космоса. 2016. № 1–2. С. 43–52. <https://doi.org/10.7868/s0205961416010036>.
9. *Блошкина Е.В., Иванов В.В.* Конвективные структуры в Норвежском и Гренландском

- морях по результатам моделирования с высоким пространственным разрешением // Труды Гидрометеорологического научно-исследовательского центра РФ. 2016. № 361. С. 146–168.
10. Гилл А. Динамика атмосферы и океана: в 2-х томах. Том 1. Москва: Мир, 1986а. 396 с.
  11. Гилл А. Динамика атмосферы и океана: в 2-х томах. Том 2. Москва: Мир, 1986б. 415 с.
  12. Гневнышев В.Г., Белоненко Т.В. Парадокс Россби и его решение // Гидрометеорология и экология. 2020. № 61. С. 480–493. <https://doi.org/10.33933/2074-2762-2020-61-480-493>.
  13. Добровольский А.Д. Об определении водных масс // Океанология. 1961. № 1 (1). С. 12–24.
  14. Доронин Ю.П. Физика океана. Ленинград: Гидрометеиздат, 1978. 290 с.
  15. Жмур В.В. Мезомасштабные вихри океана. Москва: ГЕОС, 2011. 384 с.
  16. Жмур В.В., Арутюнян Д.А. Перераспределение энергии при горизонтальном вытягивании океанских вихрей баротропными течениями // Океанология. 2023. № 63 (1). С. 3–19. <https://doi.org/10.31857/S0030157423010185>.
  17. Жмур В.В., Белоненко Т.В., Новоселова Е.В., Суетин Б.П. Приложение к реальному океану теории трансформации мезомасштабного вихря в субмезомасштабную вихревую нить при вытягивании его неоднородным баротропным течением // Океанология. 2023а. № 63 (2). С. 211–223. <https://doi.org/10.31857/S0030157423020156>.
  18. Жмур В.В., Белоненко Т.В., Новоселова Е.В., Суетин Б.П. Прямой и обратный каскад энергии при вытягивании вихрей в океане // Доклады Российской академии наук. Науки о Земле. 2023б. № 508 (2). С. 270–274. <https://doi.org/10.31857/S2686739722602113>.
  19. Жмур В.В., Белоненко Т.В., Новоселова Е.В., Суетин Б.П. Условия трансформации мезомасштабного вихря в субмезомасштабную вихревую нить при вытягивании его неоднородным баротропным течением // Океанология. 2023с. № 63 (2). С. 200–210. <https://doi.org/10.31857/S0030157423020144>.
  20. Жмур В.В., Новоселова Е.В., Белоненко Т.В. Особенности формирования поля плотности в мезомасштабных вихрях Лофотенской котловины. Часть 2 // Океанология. 2022а. № 62 (3). С. 341–356. <https://doi.org/10.31857/S0030157422030170>.
  21. Жмур В.В., Новоселова Е.В., Белоненко Т.В. Потенциальная завихренность в океане: подходы Эртеля и Россби с оценками для Лофотенского вихря // Известия РАН. Физика

- атмосферы и океана. 2021. № 57 (6). С. 721–732.  
<https://doi.org/10.31857/S0002351521050151>.
22. *Жмур В.В., Панкратов К.К.* Дальнее взаимодействие ансамбля квазигеострофических эллипсоидальных вихрей. Гамильтонова формулировка // Известия АН СССР. 1990. № 26 (9). С. 972–981.
23. *Жмур В.В., Панкратов К.К.* Динамика эллипсоидального приповерхностного вихря в неоднородном потоке // Океанология. 1989. № 29 (2). С. 205–211.
24. *Жмур В.В., Травкин В.С., Белоненко Т.В., Арутюнян Д.А.* Трансформация кинетической и потенциальной энергии при вытягивании мезомасштабного вихря // Морской гидрофизический журнал. 2022b. № 38 (5). С. 466–480. <https://doi.org/10.22449/0233-7584-2022-5-466-480>.
25. *Жмур В.В., Щепеткин А.Ф.* Эволюция эллипсоидального вихря в стратифицированном океане в приближении f-плоскости // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1991. № 27 (5). С. 492–503.
26. *Зинченко В.А., Гордеева С.М., Собко Ю.В., Белоненко Т.В.* Мезомасштабные вихри Лофотенской котловины по спутниковым данным // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2019. № 12 (3). С. 46–54. <https://doi.org/10.7868/S2073667319030067>.
27. *Иванов В.В., Кораблев А.А.* Динамика внутрикноклинной линзы в Норвежском море // Метеорология и гидрология. 1995a. № 10. С. 55–62.
28. *Иванов В.В., Кораблев А.А.* Формирование и регенерация внутрикноклинной линзы в Норвежском море // Метеорология и гидрология. 1995b. № 9. С. 102–110.
29. *Лаврова О.Ю., Костяной А.Г., Лебедев С.А., Митягина М.И., Гинзбург А.И., Шеремет Н.А.* Комплексный спутниковый мониторинг морей России. М.: ИКИ РАН, 2011. 480 с.
30. *Ле Блон П., Майсек Л.* Волны в океане. В двух частях. М.: Мир, 1981. 365 с.
31. *Малинин В.Н.* Общая Океанология: Часть I. Физические Процессы. СПб: РГГМУ, 1998. 342 с.
32. *Мамаев О.И.* Физическая океанография: Избранные труды. М.: Изд-во ВНИРО, 2000.
33. *Наумов Л.М., Гордеева С.М.* Боковой перенос тепла и соли в Лофотенском бассейне: сравнение на основе трех баз данных // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2020. № 13 (3). С. 43–55. <https://doi.org/10.7868/S207366732003003X>.

34. Новоселова Е.В., Белоненко Т.В. Изопикническая адвекция в Лофотенской котловине Норвежского моря // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2020. № 13 (3). С. 56–67. <https://doi.org/10.7868/S2073667320030041>.
35. Новоселова Е.В., Белоненко Т.В., Гневыхшев В.Г. Бароклинный радиус деформации Россби в Норвежском и Гренландском морях // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2020. № 17 (5). С. 228–240. <https://doi.org/10.21046/2070-7401-2020-17-5-228-240>.
36. Педлоски Д. Геофизическая гидродинамика: в 2-х томах. Москва: Мир, 1984. 820 с.
37. Перескоков А.И. О физической природе крупномасштабного антициклонического круговорота в толще вод Норвежского моря // *Океанология*. 1999. № 364 (4). С. 549–552.
38. Романцов В.А. Крупномасштабная структура и особенности средней циркуляции вод // *Проблемы Арктики и Антарктики*. 1991. № 65. С. 75–97.
39. Сантьева Е.К., Башмачников И.Л., Соколовский М.А. Об устойчивости Лофотенского вихря Норвежского моря // *Океанология*. 2021. № 61 (3). С. 353–365. <https://doi.org/10.31857/S0030157421030138>.
40. Степанов Д.В. Оценка бароклинного радиуса деформации Россби в Охотском море // *Метеорология и гидрология*. 2017. № 9. С. 83–89.
41. Суховой В.Ф. Моря Мирового океана. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 288 с.
42. Травкин В.С., Белоненко Т.В. Исследование вихревой изменчивости в Лофотенской котловине на основе анализа доступной потенциальной и кинетической энергии // *Морской гидрофизический журнал*. 2021. № 37 (3). С. 318–332. <https://doi.org/10.22449/0233-7584-2021-3-318-332>.
43. Травкин В.С., Белоненко Т.В. Оценка глубины зимней конвекции в Лофотенской котловине Норвежского моря и методы ее оценки // *Гидрометеорология и экология*. *Океанология*. 2020. (59). С. 67–83. <https://doi.org/10.33933/2074-2762-2020-59-67-83>.
44. Федоров А.М., Башмачников И.Л., Белоненко Т.В. Зимняя конвекция в Лофотенской котловине по данным буев Argo и гидродинамического моделирования // *Вестник СПбГУ. Науки о Земле*. 2019. № 64 (3). С. 491–511. <https://doi.org/10.21638/spbu07.2019.308>.
45. Федоров А.М., Башмачников И.Л., Белоненко Т.В. Локализация областей глубокой конвекции в морях Северо-Европейского бассейна, Лабрадор и Ирмингер // *Вестник*



- Санкт-Петербургского университета. Науки о Земле. 2018. № 63 (3). С. 345–362.  
<https://doi.org/10.21638/spbu07.2018.306>.
46. Федоров К.Н. Введение: Внутритермоклинные вихри – специфический тип океанских вихрей с ядром // Внутритермоклинные Вихри в Океане. М.: ИОАН, 1986. С. 5–7.
47. Хмельницкая О.К. Основные гидрохимические характеристики промежуточных и глубинных водных масс Северной Атлантики // Вестник МГУ. География. 2011. № 5 (6). С. 60–66.
48. Чаплыгин С.А. Собрание сочинений. Т. 2. М.: Гостехиздат, 1948. 642 с.
49. Шакина Н.П. Лекции по динамической метеорологии. Москва: ТРИАДА ЛТД, 2013. 160 с.
50. Abdalla S., Abdeh Kolahchi A., Ablain M., Adusumilli S., Aich Bhowmick S., Alou-Font E., et al. Altimetry for the future: Building on 25 years of progress // Advances in Space Research. 2021. № 68 (2). P. 319–363. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.01.022>.
51. Alenius P., Nekrasov A., Myrberg K. Variability of the baroclinic Rossby radius in the Gulf of Finland // Continental Shelf Research. 2003. № 23 (6). P. 563–573. [https://doi.org/10.1016/S0278-4343\(03\)00004-9](https://doi.org/10.1016/S0278-4343(03)00004-9).
52. Allen J.T., Smeed D.A. Potential Vorticity and Vertical Velocity at the Iceland-Færøes Front // Journal of Physical Oceanography. 1996. № 26 (12). P. 2611–2634. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1996\)026<2611:PVA>VVA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1996)026<2611:PVA>VVA>2.0.CO;2).
53. Amante C., Eakins B.W. ETOPO1 1 Arc-Minute Global Relief Model: procedures, data sources and analysis. Boulder: NOAA, National Geophysical Data Center, 2009. 25 p. <https://doi.org/10.7289/V5C8276M>.
54. Andersson M., Orvik K.A., LaCasce J.H., Koszalka I., Mauritzen C. Variability of the Norwegian Atlantic Current and associated eddy field from surface drifters // Journal of Geophysical Research. 2011. № 116 (C8). P. C08032. <https://doi.org/10.1029/2011JC007078>.
55. Bashmachnikov I.L., Belonenko T. V., Kuibin P.A., Volkov D.L., Foux V.R. Pattern of vertical velocity in the Lofoten vortex (the Norwegian Sea) // Ocean Dynamics. 2018. № 68 (12). P. 1711–1725. <https://doi.org/10.1007/s10236-018-1213-1>.
56. Bashmachnikov I.L., Fedorov A.M., Golubkin P.A., Vesman A. V., Selyuzhenok V. V., Gnatiuk N. V., et al. Mechanisms of interannual variability of deep convection in the Greenland sea //

- Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. 2021. № 174. P. 103557. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2021.103557>.
57. *Bashmachnikov I.L., Neves F., Calheiros T., Carton X.* Properties and pathways of Mediterranean water eddies in the Atlantic // *Progress in Oceanography*. 2015. № 137. P. 149–172. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2015.06.001>.
58. *Bashmachnikov I.L., Sokolovskiy M.A., Belonenko T. V., Volkov D.L., Isachsen P.E., Carton X.* On the vertical structure and stability of the Lofoten vortex in the Norwegian Sea // *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2017. № 128. P. 1–27. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2017.08.001>.
59. *Belonenko T. V., Travkin V.S., Koldunov A. V., Volkov D.L.* Topographic experiments over dynamical processes in the Norwegian Sea // *Russian Journal of Earth Sciences*. 2021a. № 21. P. ES1006. <https://doi.org/10.2205/2020ES000747>.
60. *Belonenko T. V., Zinchenko V.A., Fedorov A.M., Budyansky M. V., Prants S. V., Uleysky M.Y.* Interaction of the Lofoten Vortex with a Satellite Cyclone // *Pure and Applied Geophysics*. 2021b. № 178. P. 287–300. <https://doi.org/10.1007/s00024-020-02647-1>.
61. *Belonenko T. V., Zinchenko V.A., Gordeeva S.M., Raj R.P.* Evaluation of heat and salt transports by mesoscale eddies in the Lofoten Basin // *Russian Journal of Earth Sciences*. 2020. № 20. P. ES6011. <https://doi.org/10.2205/2020ES000720>.
62. *Benilov E.S.* Stability of a Two-Layer Quasigeostrophic Vortex over Axisymmetric Localized Topography // *Journal of Physical Oceanography*. 2005. № 35 (1). P. 123–130. <https://doi.org/10.1175/JPO-2660.1>.
63. *Benilov E.S.* Stability of vortices in a two-layer ocean with uniform potential vorticity in the lower layer // *Journal of Fluid Mechanics*. 2004. № 502. P. 207–232. <https://doi.org/10.1017/S0022112003007547>.
64. *Bjerknes J.* Die Theorie der außertropischen Zyklonenbildung // *Meteorologische Zeitschrift*. 1937. № 54. P. 462–466.
65. *Blindheim J., Østerhus S.* The Nordic seas, main oceanographic features // *The Nordic Seas: An Integrated Perspective*. 2005. P. 11–37. <https://doi.org/10.1029/158GM03>.
66. *Bosse A., Fer I., Lilly J.M., Søiland H.* Dynamical controls on the longevity of a non-linear vortex: The case of the Lofoten Basin Eddy // *Scientific Reports*. 2019. № 9 (1). P. 1–13. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-49599-8>.

67. *Bosse A., Fer I., Søiland H., Rossby T.* Atlantic Water Transformation Along Its Poleward Pathway Across the Nordic Seas // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2018. № 123 (9). P. 6428–6448. <https://doi.org/10.1029/2018JC014147>.
68. *Bryan K.* Potential vorticity in models of the ocean circulation // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 1987. № 113 (477). P. 713–734. <https://doi.org/10.1002/qj.49711347703>.
69. *Bucher I.* Circle fit // *MATLAB Central File Exchange*, 2021. <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/5557-circle-fit>.
70. *Buckley M.W., Marshall J.* Observations, inferences, and mechanisms of the Atlantic Meridional Overturning Circulation: A review // *Reviews of Geophysics*. 2016. № 54 (1). P. 5–63. <https://doi.org/10.1002/2015RG000493>.
71. *Cai S., Long X., Wu R., Wang S.* Geographical and monthly variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation in the South China Sea // *Journal of Marine Systems*. 2008. № 74 (1–2). P. 711–720. <https://doi.org/10.1016/j.jmarsys.2007.12.008>.
72. *Catling D.C.* *Planetary Atmospheres // Treatise on Geophysics*. Oxford: Elsevier, 2015. P. 429–472.
73. *Chelton D.B., de Szoeke R.A., Schlax M.G.* Geographical Variability of the First Baroclinic Rossby Radius of Deformation // *Journal of Physical Oceanography*. 1998. № 28. P. 433–460.
74. *Chelton D.B., Schlax M.G., Samelson R.M.* Global observations of nonlinear mesoscale eddies // *Progress in Oceanography*. 2011. № 91 (2). P. 167–216. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2011.01.002>.
75. *Dong H., Zhou M., Raj R.P., Smith W.O., Basedow S.L., Ji R., et al.* Surface chlorophyll anomalies induced by mesoscale eddy-wind interactions in the northern Norwegian Sea // *Frontiers in Marine Science*. 2022. № 9. <https://doi.org/10.3389/fmars.2022.1002632>.
76. *Dugstad J.S., Fer I., LaCasce J.H., Sanchez de La Lama M., Trodahl M.* Lateral Heat Transport in the Lofoten Basin: Near-Surface Pathways and Subsurface Exchange // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2019. № 124 (5). P. 2992–3006. <https://doi.org/10.1029/2018JC014774>.
77. *Dugstad J.S., Isachsen P.E., Fer I.* The mesoscale eddy field in the Lofoten Basin from high-resolution Lagrangian simulations // *Ocean Science*. 2021. № 17 (3). P. 651–674.

<https://doi.org/10.5194/os-17-651-2021>.

78. *Emery W.J., Lee W.G., Mogaard L.* Geographic and Seasonal Distributions of Brunt–Väisälä Frequency and Rossby Radii in the North Pacific and North Atlantic // *Journal of Physical Oceanography*. // 1984. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1984\)014<0294:gasdob>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1984)014<0294:gasdob>2.0.co;2).
79. *Ertel H.* Ein neuer hydrodynamischer Erhaltungssatz // *Die Naturwissenschaften*. 1942a. № 30. P. 543–544.
80. *Ertel H.* Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz // *Meteorologische Zeitschrift*. 1942b. № 59. P. 277–281.
81. *Ertel H.* Über hydrodynamischer Wirbelsätze // *Physikalische Zeitschrift Leipzig*. 1942c. № 43. P. 526–529.
82. *Fedorov A.M., Belonenko T. V.* Interaction of mesoscale vortices in the Lofoten Basin based on the GLORYS database // *Russian Journal of Earth Sciences*. 2020. № 20. P. ES2002. <https://doi.org/10.2205/2020ES000694>.
83. *Fedorov A.M., Raj R.P., Belonenko T. V., Novoselova E. V., Bashmachnikov I.L., Johannessen J.A., et al.* Extreme Convective Events in the Lofoten Basin // *Pure and Applied Geophysics*. 2021. № 178. P. 2379–2391. <https://doi.org/10.1007/s00024-021-02749-4>.
84. *Fennel W., Seifert T., Kayser B.* Rossby radii and phase speeds in the Baltic Sea // *Continental Shelf Research*. 1991. № 11 (1). P. 23–36. [https://doi.org/10.1016/0278-4343\(91\)90032-2](https://doi.org/10.1016/0278-4343(91)90032-2).
85. *Fer I., Bosse A., Ferron B., Bouruet-Aubertot P.* The dissipation of kinetic energy in the Lofoten Basin Eddy // *Journal of Physical Oceanography*. 2018. № 48 (6). P. 1299–1316. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-17-0244.1>.
86. *Filyushkin B.N., Sokolovskiy M.A., Lebedev K. V.* Evolution of an Intrathermocline Lens over the Lofoten Basin // *The Ocean in Motion*. Cham: Springer, 2018. P. 333–347. [https://doi.org/10.1007/978-3-319-71934-4\\_21](https://doi.org/10.1007/978-3-319-71934-4_21).
87. *Fu L.L., Le Traon P.-Y.* Satellite altimetry and ocean dynamics // *Comptes Rendus Geosciences*. 2006. № 338 (14–15). P. 1063–1076.
88. *Gascard J.-C., Mork K.A.* Climatic Importance of Large-Scale and Mesoscale Circulation in the Lofoten Basin Deduced from Lagrangian Observations // *Arctic–Subarctic Ocean Fluxes*. Dordrecht: Springer Netherlands, 2008. P. 131–143. [https://doi.org/10.1007/978-1-4020-6774-7\\_7](https://doi.org/10.1007/978-1-4020-6774-7_7).

89. *Gordeeva S.M., Zinchenko V.A., Koldunov A. V., Raj R.P., Belonenko T. V.* Statistical analysis of long-lived mesoscale eddies in the Lofoten basin from satellite altimetry // *Advances in Space Research*. 2020. № 68 (2). P. 364–377. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.05.043>.
90. *Guinehut S., Dhomps A.-L., Larnicol G., Le Traon P.-Y.* High resolution 3-D temperature and salinity fields derived from in situ and satellite observations // *Ocean Science*. 2012. № 8 (5). P. 845–857. <https://doi.org/10.5194/os-8-845-2012>.
91. *Helland-Hansen B., Nansen F.* The Norwegian Sea: Its physical oceanography based upon the Norwegian Researches 1900–1904, Report on Norwegian Fishery and Marine Investigation, vol. II. Kristiania: Det Mallingske bogtrykkeri, 1909. 390 p.
92. *Houry S., Dombrowsky E., De Mey P., Minster J.-F.* Brunt-Väisälä Frequency and Rossby Radii in the South Atlantic // *Journal of Physical Oceanography*. // 1987. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1987\)017<1619:bvfarr>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1987)017<1619:bvfarr>2.0.co;2).
93. *Hua B.L., Ménesguen C., Le Gentil S., Schopp R., Marsset B., Aiki H.* Layering and turbulence surrounding an anticyclonic oceanic vortex: in situ observations and quasi-geostrophic numerical simulations // *Journal of Fluid Mechanics*. 2013. № 731. P. 418–442. <https://doi.org/10.1017/jfm.2013.369>.
94. *IOC, SCOR, IAPSO* The international thermodynamic equation of seawater – 2010: Calculation and use of thermodynamic properties. Paris: UNESCO, 2010. 196 p. <https://doi.org/https://doi.org/10.25607/OBP-1338>.
95. *Isachsen P.E.* Baroclinic instability and the mesoscale eddy field around the Lofoten Basin // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2015. № 120 (4). P. 2884–2903. <https://doi.org/10.1002/2014JC010448>.
96. *Isachsen P.E., Koszalka I., LaCasce J.H., Pedlosky J., Häkkinen S.* Observed and modeled surface eddy heat fluxes in the eastern Nordic Seas // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2012. № 117 (8). P. 1–10. <https://doi.org/10.1029/2012JC007935>.
97. *Jakobsen P.K., Ribergaad M.H., Quadfasel D., Schmith T., Hughes C.W.* Near-surface circulation in the northern North Atlantic as inferred from Lagrangian drifters: Variability from the mesoscale to interannual // *Journal of Geophysical Research*. 2003. № 108 (C8). P. 3251. <https://doi.org/10.1029/2002JC001554>.
98. *Kida S.* Motion of an Elliptic Vortex in Uniform shear flow // *Journal of the Physical Society of Japan*. 1981. № 50 (10). P. 3517–3520.

99. Köhl A. Generation and stability of a quasi-permanent vortex in the Lofoten Basin // Journal of Physical Oceanography. 2007. № 37 (11). P. 2637–2651. <https://doi.org/10.1175/2007JPO3694.1>.
100. Koszalka I., LaCasce J.H., Andersson M., Orvik K.A., Mauritzen C. Surface circulation in the Nordic Seas from clustered drifters // Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. 2011. № 58 (4). P. 468–485. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2011.01.007>.
101. Kurkin A., Kurkina O., Rybin A., Talipova T. Comparative analysis of the first baroclinic Rossby radius in the Baltic, Black, Okhotsk, and Mediterranean seas // Russian Journal of Earth Sciences. 2020. № 20 (4). P. 1–10. <https://doi.org/10.2205/2020ES000737>.
102. Kushner P.J. Circulation, Vorticity, and Potential Vorticity // Handbook of Weather, Climate, and Water: Dynamics, Climate, Physical Meteorology, Weather Systems, and Measurements. Hoboken: John Wiley&Sons, Inc., 2003. P. 21–38.
103. Lellouche J.-M., Greiner E., Bourdallé-Badie R., Garric G., Melet A., Drévillon M., et al. The Copernicus Global 1/12° Oceanic and Sea Ice GLORYS12 Reanalysis // Frontiers in Earth Science. 2021. № 9. <https://doi.org/10.3389/feart.2021.698876>.
104. Marshall J., Schott F. Open-ocean convection: Observations, theory, and models // Reviews of Geophysics. 1999. № 37 (1). P. 1–64. <https://doi.org/10.1029/98RG02739>.
105. Mauritzen C. Production of dense overflow water feeding the North Atlantic across the Greenland-Scotland Ridge // Deep Sea Res. I. 1996. № 43. P. 769–805.
106. McDougall T.J., Barker P.M. Getting started with TEOS-10 and the Gibbs Seawater (GSW) Oceanographic Toolbox. 2011. 28 p.
107. Meacham S.P. Quasigeostrophical ellipsoidal vortices in stratified fluid // Dynamics of Atmospheres and Oceans. 1992. № 16 (3–4). P. 189–223.
108. Meacham S.P., Pankratov K.K., Shchepetkin A.F., Zhmur V. V. The interaction of ellipsoidal vortices with background shear flows in a stratified fluid // Dynamics of Atmospheres and Oceans. 1994. № 21 (2–3). P. 167–212. [https://doi.org/10.1016/0377-0265\(94\)90008-6](https://doi.org/10.1016/0377-0265(94)90008-6).
109. Meyer A., Sundfjord A., Fer I., Provost C., Villaciers Robineau N., Koenig Z., et al. Winter to summer oceanographic observations in the Arctic Ocean north of Svalbard // Journal of Geophysical Research: Oceans. 2017. № 122 (8). P. 6218–6237. <https://doi.org/10.1002/2016JC012391>.
110. Mork K.A., Blindheim J. Variations in the Atlantic inflow to the Nordic Seas, 1955–1996 //

- Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. 2000. № 47 (6). P. 1035–1057.  
[https://doi.org/10.1016/S0967-0637\(99\)00091-6](https://doi.org/10.1016/S0967-0637(99)00091-6).
111. *Mulet S., Rio M.-H., Mignot A., Guinehut S., Morrow R.* A new estimate of the global 3D geostrophic ocean circulation based on satellite data and in-situ measurements // Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. 2012. № 77–80. P. 70–81.  
<https://doi.org/10.1016/j.dsr2.2012.04.012>.
112. *Nencioli F., Dong C., Dickey T., Washburn L., McWilliams J.C.* A Vector Geometry–Based Eddy Detection Algorithm and Its Application to a High-Resolution Numerical Model Product and High-Frequency Radar Surface Velocities in the Southern California Bight // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2010. № 27 (3). P. 564–579.  
<https://doi.org/10.1175/2009JTECHO725.1>.
113. *Nilsen J.E.Ø., Falck E.* Variations of mixed layer properties in the Norwegian Sea for the period 1948–1999 // Progress in Oceanography. 2006. № 70 (1). P. 58–90.  
<https://doi.org/10.1016/j.pocean.2006.03.014>.
114. *Nøst O.A., Isachsen P.E.* The large-scale time-mean ocean circulation in the Nordic Seas and Arctic Ocean estimated from simplified dynamics // Journal of Marine Research. 2003. № 61 (2). P. 175–210. <https://doi.org/10.1357/002224003322005069>.
115. *Novoselova E. V.* Seasonal variability of the potential vorticity in the Lofoten vortex // Russian Journal of Earth Sciences. 2022. . P. 1–16. <https://doi.org/10.2205/2022ES000786>.
116. *Nurser A.J.G., Bacon S.* The rossby radius in the arctic ocean // Ocean Science. 2014. № 10 (6). P. 967–975. <https://doi.org/10.5194/os-10-967-2014>.
117. *Okubo A.* Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities such as convergences // Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts. 1970. № 17 (3). P. 445–454. [https://doi.org/10.1016/0011-7471\(70\)90059-8](https://doi.org/10.1016/0011-7471(70)90059-8).
118. *Orvik K.A.* The deepening of the Atlantic water in the Lofoten Basin of the Norwegian Sea, demonstrated by using an active reduced gravity model // Geophysical Research Letters. 2004. № 31 (1). P. 1–5. <https://doi.org/10.1029/2003GL018687>.
119. *Orvik K.A., Skagseth Ø., Mork M.* Atlantic inflow to the Nordic Seas: current structure and volume fluxes from moored current meters, VM-ADCP and SeaSoar-CTD observations, 1995–1999 // Deep Sea Res. I. 2001. № 48. P. 937–957.
120. *Osiński R., Rak D., Walczowski W., Piechura J.* Baroclinic rossby radius of deformation in

- the southern Baltic sea // *Oceanologia*. 2010. № 52 (3). P. 417–429.  
<https://doi.org/10.5697/oc.52-3.417>.
121. *Østerhus S., Turrell W.R., Hansen B., Lundberg P., Buch E.* Observed transport estimates between the North Atlantic and the Arctic Mediterranean in the Iceland-Scotland region // *Polar Research*. 2001. № 20 (2). P. 169–175. <https://doi.org/10.1111/j.1751-8369.2001.tb00053.x>.
122. *Pankratov K.K., Zhmur V. V.* A dynamics of desingularized quasigeostrophic vortices // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. 1991. № 3 (5). P. 1464.  
<https://doi.org/10.1063/1.857998>.
123. *Pawlowicz R.* What every oceanographer needs to know about TEOS-10 (The TEOS-10 Primer). 2010. 10 p.
124. *Pidcock R., Martin A., Allen J., Painter S.C., Smeed D.A.* The spatial variability of vertical velocity in an Iceland basin eddy dipole // *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2013. № 72. P. 121–140. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2012.10.008>.
125. *Poulain P.M., Warn-Varnas A., Niiler P.P.* Near-surface circulation of the Nordic Seas as measured by Lagrangian drifters // *J. Geophys. Res.* 1996. № 101. P. 18237–18258.
126. *Quadfasel D., Käse R.* Present-day manifestation of the nordic seas overflows // *Geophysical Monograph Series*. 2007. № 173. P. 75–89. <https://doi.org/10.1029/173GM07>.
127. *Raj R.P., Chafik L., Nilsen J.E.Ø., Eldevik T., Halo I.* The Lofoten Vortex of the Nordic Seas // *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2015. № 96. P. 1–14.  
<https://doi.org/10.1016/j.dsr.2014.10.011>.
128. *Raj R.P., Halo I.* Monitoring the mesoscale eddies of the Lofoten Basin: importance, progress, and challenges // *International Journal of Remote Sensing*. 2016. № 37 (16). P. 3712–3728.  
<https://doi.org/10.1080/01431161.2016.1201234>.
129. *Raj R.P., Halo I., Chatterjee S., Belonenko T. V., Bakhoday-Paskyabi M., Bashmachnikov I.L., et al.* Interaction Between Mesoscale Eddies and the Gyre Circulation in the Lofoten Basin // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2020. № 125 (7). P. e2020JC016102.  
<https://doi.org/10.1029/2020JC016102>.
130. *Raj R.P., Johannessen J.A., Eldevik T., Nilsen J.E.Ø., Halo I.* Quantifying mesoscale eddies in the Lofoten Basin // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2016. № 121. P. 4503–4521. <https://doi.org/10.1002/2016JC011637>.



131. *Richards C.G., Straneo F.* Observations of water mass transformation and eddies in the Lofoten basin of the Nordic seas // *Journal of Physical Oceanography*. 2015. № 45 (6). P. 1735–1756. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0238.1>.
132. *Rossby C.-G.* Planetary flow patterns in the atmosphere // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 1940. № 66. P. 68–87.
133. *Rossby C.-G.* Relation between variations in the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action // *Journal of Marine Research*. 1939. № 2. P. 38–55.
134. *Rossby C.-G.* On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems, II // *Journal of Marine Research*. 1938. № 1 (3). P. 239–263.
135. *Rossby C.-G.* On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems // *Journal of Marine Research*. 1937. № 1. P. 15–28.
136. *Rossby C.-G.* Dynamics of steady ocean currents in the light of experimental fluid mechanics. Massachusetts: Massachusetts Institute of Technology and Woods Hole Oceanographic Institution, 1936. 43 p. <https://doi.org/10.1575/1912/1088>.
137. *Rossby T., Ozhigin V.K., Ivshin V., Bacon S.* An isopycnal view of the Nordic Seas hydrography with focus on properties of the Lofoten Basin // *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2009a. № 56 (11). P. 1955–1971. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2009.07.005>.
138. *Rossby T., Prater M.D., Søiland H.* Pathways of inflow and dispersion of warm waters in the Nordic seas // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2009b. № 114 (4). P. 1–17. <https://doi.org/10.1029/2008JC005073>.
139. *Saenko O.A.* Influence of global warming on baroclinic Rossby radius in the ocean: A model intercomparison // *Journal of Climate*. 2006. № 19 (7). P. 1354–1360. <https://doi.org/10.1175/JCLI3683.1>.
140. *Samelson R.M.* Rossby, Ertel, and potential vorticity. Corvallis: Oregon State University, 2003. 8 p.
141. *Sandalyuk N. V., Bosse A., Belonenko T. V.* The 3-D Structure of Mesoscale Eddies in the Lofoten Basin of the Norwegian Sea: A Composite Analysis From Altimetry and In Situ Data // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2020. № 125 (10). P. e2020JC016331. <https://doi.org/10.1029/2020JC016331>.

142. *Schubert W., Ruprecht E., Hertenstein R., Ferreira R.N., Taft R., Rozoff C., et al.* English translations of twenty-one of Ertel's papers on geophysical fluid dynamics // *Meteorologische Zeitschrift*. 2004. № 13 (6). P. 527–576. <https://doi.org/10.1127/0941-2948/2004/0013-0527>.
143. *Shchepetkin A.F.* Interaction of Turbulent Barotropic Shallow-Water Flow With Topography // *Proceedings of Hawaiian Winter Aha Huliko'a Workshop*. 1995. . P. 225–237.
144. *Smethie 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. № 48 (1). P. 189–215. [https://doi.org/10.1016/S0967-0637\(00\)00048-0](https://doi.org/10.1016/S0967-0637(00)00048-0).
145. *Smilenova A., Gula J., Le Corre M., Houpert L., Reecht Y.* A Persistent Deep Anticyclonic Vortex in the Rockall Trough Sustained by Anticyclonic Vortices Shed From the Slope Current and Wintertime Convection // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2020. № 125 (10). P. 1–27. <https://doi.org/10.1029/2019JC015905>.
146. *Smith R.K.* Potential Vorticity // 2003. [https://www.meteo.physik.uni-muenchen.de/lehre/roger/Adm\\_Lectures/PV.pdf](https://www.meteo.physik.uni-muenchen.de/lehre/roger/Adm_Lectures/PV.pdf).
147. *Søiland H., Chafik L., Rossby T.* On the long-term stability of the Lofoten Basin Eddy // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2016. № 121 (7). P. 4438–4449. <https://doi.org/10.1002/2016JC011726>.
148. *Søiland H., Prater M.D., Rossby T.* Rigid topographic control of currents in the Nordic Seas // *Geophysical Research Letters*. 2008. № 35 (18). P. L18607. <https://doi.org/10.1029/2008GL034846>.
149. *Søiland H., Rossby T.* On the structure of the Lofoten Basin Eddy // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2013. № 118 (9). P. 4201–4212. <https://doi.org/10.1002/jgrc.20301>.
150. *Spall M.A.* Dynamics of downwelling in an eddy-resolving convective basin // *Journal of Physical Oceanography*. 2010a. № 40 (10). P. 2341–2347. <https://doi.org/10.1175/2010JPO4465.1>.
151. *Spall M.A.* Non-local topographic influences on deep convection: An idealized model for the Nordic Seas // *Ocean Modelling*. 2010b. № 32 (1–2). P. 72–85. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2009.10.009>.
152. *Spall M.A., Pickart R.S.* Where does dense water sink? a subpolar gyre example // *Journal of Physical Oceanography*. 2001. № 31 (3). P. 810–826. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2001\)031<0810:WDDWSA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2001)031<0810:WDDWSA>2.0.CO;2).

153. *Stewart R.H.* Introduction to Physical Oceanography. Texas: Texas A&M University, 2008. 345 p.
154. *Sueyoshi M., Yasuda T.* Reproducibility and future projection of the ocean first baroclinic rossby radius based on the CMIP3 multi-model dataset // Journal of the Meteorological Society of Japan. 2009. № 87 (4). P. 821–827. <https://doi.org/10.2151/jmsj.87.821>.
155. *Talley L.D., Pickard G.L., Emery W.J., Swift J.H.* Dynamical Processes for Descriptive Ocean Circulation // Descriptive Physical Oceanography. Boston: Elsevier Ltd., 2011. P. 187–221. <https://doi.org/10.1016/b978-0-7506-4552-2.10007-1>.
156. *Travkin V.S., Belonenko T. V.* Seasonal variability of mesoscale eddies of the Lofoten Basin using satellite and model data // Russian Journal of Earth Sciences. 2019. № 19. P. ES5004. <https://doi.org/10.2205/2019ES000676>.
157. *Travkin V.S., Belonenko T. V., Budyansky M. V., Prants S. V., Uleysky M.Y., Gnevyshev V.G., et al.* Quasi-Permanent Mushroom-like Dipole in the Lofoten Basin // Pure and Applied Geophysics. 2022. № 179 (1). P. 465–482. <https://doi.org/10.1007/s00024-021-02922-9>.
158. *Trodahl M., Isachsen P.E., Lilly J.M., Nilsson J., Kristensen N.M.* The regeneration of the lofoten vortex through vertical alignment // Journal of Physical Oceanography. 2020. № 50 (9). P. 2689–2711. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-20-0029.1>.
159. *Truesdell C.A.T.* On Ertel's vorticity theorem // Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik. 1951. № 2 (2). P. 109–114. <https://doi.org/10.1007/BF02586202>.
160. *Verbrugge N., Mulet S., Guinehut S., Buongiorno-Nardelli B.* ARMOR3D: A 3D multi-observations T, S, U, V product of the ocean // Geophysical Research Abstracts. 2017. № 19. P. EGU2017-17579.
161. *Voet G., Quadfasel D., Mork K.A., Søiland H.* The mid-depth circulation of the Nordic Seas derived from profiling float observations // Tellus, Series A: Dynamic Meteorology and Oceanography. 2010. № 62 (4). P. 516–529. <https://doi.org/10.1111/j.1600-0870.2010.00444.x>.
162. *Volkov D.L., Belonenko T. V., Foux V.R.* Puzzling over the dynamics of the Lofoten Basin - a sub-Arctic hot spot of ocean variability // Geophysical Research Letters. 2013. № 40 (4). P. 738–743. <https://doi.org/https://doi.org/10.1002/grl.50126>.
163. *Volkov D.L., Kubryakov A.A., Lumpkin R.* Formation and variability of the Lofoten basin vortex in a high-resolution ocean model // Deep-Sea Research Part I: Oceanographic

- Research Papers. 2015. № 105. P. 142–157. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2015.09.001>.
164. *Wadhams P., Holfort J., Hansen E., Wilkinson J.P.* A deep convective chimney in the winter Greenland Sea // *Geophysical Research Letters*. 2002. № 29 (10). P. 76-1-76-4. <https://doi.org/10.1029/2001GL014306>.
165. *Walczowski W., Piechura J., Goszczko I., Wieczorek P.* Changes in Atlantic water properties: an important factor in the European Arctic marine climate // *ICES Journal of Marine Science*. 2012. № 69 (5). P. 864–869. <https://doi.org/10.1093/icesjms/fss068>.
166. *Weiss J.* The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. 1991. № 48 (2–3). P. 273–294. [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(91\)90088-Q](https://doi.org/10.1016/0167-2789(91)90088-Q).
167. *Winkler R., Zwatz-Meise V.* Manual of synoptic satellite meteorology. Conceptual models and case studies. Version 6.8 // Vienna: Central Institute for Meteorology and Geodynamics Hohe Warte, 2001. <http://www.zamg.ac.at/docu/Manual>.
168. *Wood R.A.* Eddy Generation by Instability of a Highly Ageostrophic Front: Mean Flow Interactions and Potential Vorticity Dynamics // *Mesoscale/Synoptic Coherent Structures in Geophysical Turbulence* (Elsevier Oceanography Series, Vol. 50). Elsevier Science, 1989. P. 265–276. [https://doi.org/10.1016/S0422-9894\(08\)70190-9](https://doi.org/10.1016/S0422-9894(08)70190-9).
169. *Ypma S.L., Georgiou S., Dugstad J.S., Pietrzak J.D., Katsman C.A.* Pathways and Water Mass Transformation Along and Across the Mohn-Knipovich Ridge in the Nordic Seas // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2020. № 125. P. e2020JC016075. <https://doi.org/10.1029/2020JC016075>.
170. *Yu L.-S., Bosse A., Fer I., Orvik K.A., Bruvik E.M., Hessevik I., et al.* The Lofoten Basin eddy: Three years of evolution as observed by Seagliders // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2017. № 122 (8). P. 6814–6834. <https://doi.org/10.1002/2017JC012982>.
171. *Zhmur V. V., Belonenko T. V., Novoselova E. V., Suetin B.P.* Evolution of mesoscale vortices in the ocean into filaments inferred from altimeter data // *International Journal of Remote Sensing*. 2023a.
172. *Zhmur V. V., Belonenko T. V., Travkin V.S., Novoselova E. V., Harutyunyan D.A., Raj R.P.* Changes in the Available Potential and Kinetic Energy of Mesoscale Vortices When They Are Stretched into Filaments // *Journal of Marine Science and Engineering*. 2023b. № 11 (6). P. 1131. <https://doi.org/10.3390/jmse11061131>.

173. *Zhmur V. V., Novoselova E. V., Belonenko T. V.* Peculiarities of Formation the of Density Field in Mesoscale Eddies of the Lofoten Basin: Part 1 // *Oceanology*. 2021. № 61 (6). P. 830–838. <https://doi.org/10.1134/S0001437021060333>.

**SAINT-PETERSBURG UNIVERSITY**

*Manuscript*

Novoselova Elena Vladimirovna

**MESOSCALE VORTEX DYNAMICS OF THE LOFOTEN  
BASIN**

Scientific specialty 1.6.17. Oceanology

**DISSERTATION**

Dissertation is submitted for the degree of the candidate of geographical sciences

Translation from Russian

**Scientific Supervisor:**  
D.Sc. in Geographical Sciences,  
Belonenko T.V.

Saint Petersburg

2023

## TABLE OF CONTENTS

INTRODUCTION .....	125
CHAPTER 1. PHYSICAL AND GEOGRAPHICAL DESCRIPTION OF THE STUDIED AREA.....	137
1.1. Nordic Seas .....	137
1.2. Lofoten Basin .....	138
1.2.1. Currents in the Lofoten Basin .....	140
1.2.2. Water masses in the Lofoten Basin.....	141
1.2.3. Vortex activity in the Lofoten Basin.....	143
1.2.4. Lofoten Vortex.....	144
CHAPTER 2. DATA AND METHODS OF DATA ANALYSIS .....	147
2.1. Data and other products .....	147
2.1.1. GLORYS12V1.....	147
2.1.2. GLORYS2V4.....	147
2.1.3. ARMOR3D .....	148
2.1.4. ETOPO1 .....	148
2.1.5. TEOS-10 .....	149
2.2. Methods of data analysis .....	149
2.2.1. Baroclinic Rossby radius of deformation.....	149
2.2.2. Isopycnic characteristics and isopycnic surfaces .....	153
2.2.3. Calculation of potential vorticity .....	154
2.2.4. Identification of the Lofoten vortex boundaries and calculation of vortex size .....	160
CHAPTER 3. BAROCLINIC ROSSBY RADIUS OF DEFORMATION IN THE NORWEGIAN AND GREENLAND SEAS .....	163
3.1. Emergence of the concept.....	163
3.2. Spatial variability.....	164
3.3. Seasonal variability.....	166
3.4. Interannual variability.....	168
3.5. Difficulties encountered in calculating the deformation radius.....	169

CHAPTER 4. ISOPYCNIC ANALYSIS OF THE LOFOTEN ISLANDS BASIN .....	170
4.1. The isosteric surfaces depth.....	170
4.2. Distribution of the thermohaline characteristics on the isosteric surfaces .....	171
4.3. Interannual variability of isosteric surfaces.....	173
4.4. Seasonal variability of isosteric surfaces.....	176
4.5. Vertical sections of isosteric surfaces.....	179
4.6. Diapycnic mixing and the thermohaline paradox.....	181
CHAPTER 5. SEASONAL AND INTERANNUAL VARIABILITY OF VORTICES IN THE LOFOTEN BASIN .....	183
5.1. Comparative analysis of the dynamic characteristics' distribution in cyclones and anticyclones .....	183
5.1.1. The main characteristics of the cyclone.....	184
5.1.2. The main characteristics of the anticyclone.....	186
5.1.3. The vertical profiles of the Brunt-Väisälä frequency.....	188
5.2. Analysis of seasonal and interannual variability of dynamic and kinematic characteristics of the Lofoten vortex .....	189
5.2.1. Seasonal variability of dynamic characteristics of the Lofoten vortex .....	189
5.2.2. Interannual variability of dynamic and kinematic characteristics of the Lofoten vortex.....	195
5.2.3. Relationship between dynamic and kinematic characteristics of the Lofoten vortex .....	197
CHAPTER 6. VORTEX ELONGATION IN THE OCEAN .....	199
6.1. Conditions of transformation of a mesoscale vortex into a submesoscale filament.....	199
6.2. Stretching of vortices in the Lofoten Basin .....	203
6.3. Stretching of vortices in the World Ocean .....	208
CONCLUSION .....	214
REFERENCES .....	218



## INTRODUCTION

### **The relevance of the research topic**

The study of mesoscale vortices gives an idea of whole systems of interconnected oceanic characteristics and is one of the most important tasks of ocean hydromechanics. Mesoscale vortices have their dynamics dominated by nonlinear effects. They are formed almost everywhere in the entire water area of the World Ocean (Chelton et al., 2011) and can transfer heat, mass, kinetic energy, and biochemical characteristics from the region of their formation over vast distances, affecting climate fluctuations. Mesoscale vortices have a significant impact on horizontal and vertical water exchange, affect the spatial distribution of oceanological parameters, and also have a significant impact on bioproductivity (Chelton et al., 2011). The vortices of the ocean, such as the rings of the Gulf Stream or Kuroshio, have been known to mankind for a long time. However, the development of measuring technology made it possible to carry out direct and indirect measurements of such formations only in the second half of the XX century, when specialized research vessels with the necessary equipment began to be involved in the study of these phenomena. A real boom in the study of mesoscale vortices arose after such scientific expeditions as POLYGON-70 (Atlantic Ocean, 1970), MODE (Sargasso Sea, 1973), POLYMODE (North Atlantic, 1977-1978), MESOPOLYGON (North Atlantic, 1985), MEGALOPOLYGON (Pacific Ocean, 1987). These expeditions initiated a huge interest in world science in the experimental and theoretical study of vortex formations of the ocean with horizontal dimensions from the first tens of kilometers to 100-200 km. Mesoscale vortices in the ocean play an important role in transferring the energy of water movement and variability of hydrophysical and hydrochemical fields along a cascade of scales in the ocean (Fedorov, 1986; Wood, 1989). With the discovery of mesoscale vortices, the idea of the ocean as some weakly changing object in space and time was replaced by a new concept, according to which the main energy of the movement of sea waters is concentrated in vortices, and not in the average circulation of the ocean.

It is impossible to imagine modern oceanology without the use of satellite methods for obtaining information about the ocean, which is due to their undeniable advantages, the main of which include: spatial representativeness, ensuring regional and global research; efficiency of obtaining information; the possibility of organizing operational integrated monitoring anywhere in the World Ocean; low cost of satellite monitoring compared to contact methods of ocean research (Lavrova et al., 2011). Progress in the field of remote sensing of the Earth and the development of altimetric methods of ocean research allow today to carry out daily monitoring of the sea surface regularly and obtain up-to-date information about the surface of the World Ocean, analyze the variability of mesoscale vortices and currents (Abdalla et al., 2021; Fu, Le Traon,

2006). With the development of computer technology and the capabilities of modern hydrodynamic models, it has become possible to use simulation data for the study of currents and vortices, including reanalysis, in which a vortex-resolving hydrodynamic model assimilates satellite and *in-situ* measurements, as well as data from drifters, Argo buoys and gliders. Despite significant progress in studying vortices' kinematic properties and dynamic features, their nature still needs to be studied. This applies, in particular, to the behavior of vortex nuclei, their interaction with each other and with currents, as well as the survival of vortices in inhomogeneous external currents.

The Lofoten basin is one of the most dynamically active regions of the World Ocean and is characterized by local maxima of sea-level dispersion and kinetic energy of vortices, vortex cores of various shapes are observed in it – from almost round to strongly elongated horizontally or writhing filaments. In the center of the basin, there is a quasi-permanent anticyclonic Lofoten vortex, which is a remarkable feature of the basin and represents a natural laboratory for studying vortex dynamics in the ocean. Many Russian and foreign scientists have studied the dynamics of the Lofoten basin and the Lofoten vortex, a detailed literary review of available research on this topic is given in Chapter 1.

### **The objective of the research and the main tasks**

The purpose of this study is to study the spatial, seasonal, and interannual mesoscale vortex variability of the Lofoten Basin. To achieve this goal, the following tasks were formulated:

- 1) Refinement of the methodology for calculating the Rossby baroclinic deformation radius and determination of its characteristic values for the Norwegian and Greenland Seas, description of its interannual and seasonal variability.
- 2) Isopycnic analysis of the waters of the Lofoten basin: determination of the depth of various isopycnic surfaces with estimates of the corresponding thermohaline characteristics (temperature and salinity). Investigation of spatial, seasonal, and interannual variability of characteristic isopycnic surfaces of the Lofoten basin.
- 3) Comparison of kinematic and dynamic characteristics of vortices of different polarity in the Lofoten basin. Estimates of the characteristic scales of vortices, potential density, orbital velocity, and relative vorticity. Analysis of the features of the distribution of the Brunt-Väisälä frequency in cyclones and anticyclones. Estimates of potential vorticity by Ertel and by Rossby.
- 4) Analysis of the spatial-temporal variability of the Lofoten vortex according to daily data for 2000-2019. Definition of core boundaries. Analysis of the variability of the kinematic

characteristics of the core: the position of the center, volume, horizontal and vertical scales. Description of seasonal and interannual variability of these characteristics.

- 5) Analysis of seasonal and interannual variability of potential density, orbital velocity, and relative and potential vorticity of the Lofoten vortex. Investigation of the relationship between the dynamic and kinematic characteristics of the Lofoten vortex.
- 6) Study of the evolution of mesoscale vortices when they are pulled into filaments based on theory and reanalysis data. Derivation of the law of conservation of integral areas of domains of a certain property according to the GLORYS12V1 reanalysis data. Construction of domain distribution maps for the Lofoten Basin and the World Ocean.

### **Thesis statements**

- 1) Isopycnic advection in the Lofoten basin is an important mechanism for the formation of a thermal reservoir of subarctic seas.
- 2) Analysis of seasonal and interannual variability of kinematic and dynamic characteristics of the Lofoten vortex with estimates of potential vorticity. It is established that the intensification of the Lofoten vortex occurs in the summer period, and not during the winter convection period, when the vortex regeneration occurs.
- 3) Estimates of the integral area of the domains of the Lofoten basin and the World Ocean with the property of unlimited stretching of vortices into submesoscale filaments are obtained.

### **The scientific novelty of this research**

The paper discusses in detail various aspects of the mesoscale dynamics of the Lofoten basin. The novelty of the results is as follows.

- 1) Estimates of the Rossby baroclinic radius for the Norwegian and Greenland Seas are obtained from the data of oceanic vortex-resolving reanalysis.
- 2) The isopycnic analysis has shown that the deepening of the Atlantic waters in the Lofoten basin occurs in the direction opposite to the dominant direction of the vortices transferring warm and salty waters of the Norwegian slope current to the central part of the basin. Due to the multidirectional nature of these processes, the duration of the Atlantic waters in the basin increases, and its role as a thermal reservoir in the region increases. It is shown that deep convection can be manifested both by large depths of the upper quasi-homogeneous layer in a small limited area, and by smaller depths, but extending over a large area.

- 3) A comparative analysis of cyclonic and anticyclonic vortices in the area of the Lofoten basin was performed. In the core of the cyclone under consideration, the Brunt-Väisälä frequency increased by 1.5 times, and the Lofoten anticyclone turned out to be very powerful, and its core degenerated into an almost homogeneous formation in density. In the first case, the isopycnals noticeably thickened, and in the latter, they were "pushed out" from the vortex core.
- 4) An algorithm for identifying the location and boundaries of the Lofoten vortex has been developed, and its spatial dimensions (diameter, height, volume) have been determined according to oceanic vortex-resolving reanalysis data for 20 years. The seasonal and interannual variability of the vortex sizes, as well as the relationship of these parameters with the intensity of the vortex (relative vorticity), are investigated.
- 5) For the first time, geographical distributions of domains have been obtained, where unlimited stretching of vortices is allowed or prohibited. The study showed that there is no stretching in the center of the anticyclonic Lofoten vortex. This is because the topographic vortex must maintain its localization and have limited deformations. At the same time, small vortices located around the core of the Lofoten vortex can stretch indefinitely and transform into filaments. Similar behavior should be expected in other high-intensity vortices.
- 6) After analyzing the average monthly data of oceanic vortex-resolving reanalysis for more than 20 years, it is shown that the proportion of integral regions of the World Ocean surface where vortices can stretch when interacting with a barotropic flow is approximately 60-66%. For this estimation, there is no interannual and seasonal variability, which makes it possible to formulate the law of conservation of integral domain areas, where mesoscale vortices can stretch into filaments.

### **Theoretical and practical significance of the research**

Within the framework of this dissertation research, a comprehensive analysis of mesoscale variability in the Lofoten basin was carried out. The theoretical significance of the work lies in the expansion of fundamental knowledge about physical processes in the ocean. The Lofoten Basin is the most important transit area of warm Atlantic waters. That is why studying its dynamics allows us to better understand the interaction of the ocean and the atmosphere, as well as their role in climate change.

The practical significance of the dissertation lies in the fact that using the example of the Lofoten Basin, the main methods of data processing and interpretation are developed and

generalized, which will make it possible to set and solve fundamental and applied problems of ocean research at a qualitatively new level.

### **The validity of the results**

The reliability of the presented results is determined by the representativeness of the data used, which makes it possible to study oceanological fields in a wide range of spatial and temporal scales of variability. The main results of the work were obtained according to the data of the GLORYS global oceanic reanalysis, created based on the NEMO vortex-resolving hydrodynamic model. This product assimilates all known full-scale contact measurements, as well as satellite data, including altimetric measurements, as well as data from drifters, buoys, and gliders. This product is the result of international cooperation of such major scientific organizations as the European Space Agency (ESA), the European Organization for the Exploitation of Meteorological Satellites (EUMETSAT), the European Center for Medium–Range Weather Forecasts (ECMWF), and others. The data is regularly updated with new corrections and calibrations.

The validity of the scientific statements, conclusions, and recommendations contained in the dissertation research is ensured by the use of proven methodology, modern methods of analyzing empirical information, and data from hydrodynamic models describing the processes under consideration.

### **Publications and approbation of research results**

10 articles have been published on the dissertation research topic (2 in Russian, 3 in English, 5 in Russian and English). All 10 articles have been published in periodicals included in the Web of Science/Scopus list. 9 articles in Russian periodicals were included in the list of the Higher Attestation Commission (VAK). In addition, 2 more articles have been accepted for publication. List of published works on the topic of the dissertation:

- 1) **Novoselova E.V.**, Belonenko T.V. Isopycnal Advection in the Lofoten Basin of the Norwegian Sea // *Fundamentalnaya i Prikladnaya Gidrofizika*. 2020. Vol. 13, No. 3. P. 56–67. DOI: 10.7868/S2073667320030041 (РИИЦ, ВАК, Scopus, WoS).
- 2) **Novoselova E.V.**, Belonenko T.V., Gnevyshev V.G. The baroclinic Rossby radius in the Nordic Seas // *Sovremennye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa*. 2020. Vol. 17, No. 5. P. 228–240. DOI: 10.21046/2070-7401-2020-17-5-228-240 (РИИЦ, ВАК, Scopus).
- 3) Fedorov A.M., Raj R.P., Belonenko T.V., **Novoselova E.V.**, Bashmachnikov I.L., Johannessen J.A., Pettersson L.H. Extreme Convective Events in the Lofoten Basin // *Pure and Applied Geophysics*. 2021. DOI: 10.1007/s00024-021-02749-4 (Scopus, WoS).

- 4) Zhmur V.V., **Novoselova E.V.**, Belonenko T.V. Potential Vorticity in the Ocean: Ertel and Rossby Approaches with Estimates for the Lofoten Vortex // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2021. Vol. 57, No. 6. P. 632–641. DOI: 10.1134/S0001433821050157 (РИИЦ, БАК, Scopus, WoS).
- 5) Zhmur V.V., **Novoselova E.V.**, Belonenko T.V. Peculiarities of Formation the of Density Field in Mesoscale Eddies of the Lofoten Basin: Part 1 // *Oceanology*. 2021. Vol. 61, No. 6. P. 830–838. DOI: 10.1134/S0001437021060333 (РИИЦ, БАК, Scopus, WoS).
- 6) Zhmur V.V., **Novoselova E.V.**, Belonenko T.V. Peculiarities of Formation the of Density Field in Mesoscale Eddies of the Lofoten Basin: Part 2 // *Oceanology*. 2022. Vol. 62, No. 3. P. 289–302. DOI: 10.1134/S0001437022030171 (РИИЦ, БАК, Scopus, WoS).
- 7) **Novoselova E.V.** Seasonal variability of the potential vorticity in the Lofoten vortex // *Russian Journal of Earth Sciences*. 2022. Vol. 22. ES3006. DOI: 10.2205/2022ES000786 (РИИЦ, БАК, Scopus, WoS).
- 8) Zhmur V.V., Belonenko T.V., **Novoselova E.V.**, Suetin B.P. Direct and Inverse Energy Cascades in the Ocean during Vortex Elongation // *Doklady Earth Sciences*. 2023. Vol. 508, No. 2. P. 233–236. DOI: 10.1134/S1028334X22601675 (РИИЦ, БАК, Scopus, WoS).
- 9) Zhmur V.V., Belonenko T.V., **Novoselova E.V.**, Suetin B.P. Conditions for Transformation of a Mesoscale Vortex into a Submesoscale Vortex Filament When the Vortex Is Stretched by an Inhomogeneous Barotropic Flow // *Oceanology*. 2023. Vol. 63, No. 2. P. 174–183. DOI: 10.1134/S0001437023020145 (РИИЦ, БАК, Scopus, WoS).
- 10) Zhmur V.V., Belonenko T.V., **Novoselova E.V.**, Suetin B.P. Application to the World Ocean of the Theory of Transformation of a Mesoscale Vortex into a Submesoscale Vortex Filament When the Vortex Is Elongated by an Inhomogeneous Barotropic Flow // *Oceanology*. 2023. Vol. 63, No. 2. P. 184–194. DOI: 10.1134/S0001437023020157 (РИИЦ, БАК, Scopus, WoS).
- 11) Zhmur V. V., Belonenko T. V., Travkin V.S., **Novoselova E.V.**, Harutyunyan D.A., Raj R.P. Changes in the Available Potential and Kinetic Energy of Mesoscale Vortices When They Are Stretched into Filaments // *Journal of Marine Science and Engineering*. 2023. № 11 (6). P. 1131. <https://doi.org/10.3390/jmse11061131> (Scopus, WoS).
- 12) Zhmur V.V., Belonenko T.V., **Novoselova E.V.**, Suetin B.P. On the stretching of mesoscale vortices into filaments and their distribution on the ocean surface // *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2023 [In print] (РИИЦ, БАК, Scopus, WoS).

- 13) Zhmur V. V., Belonenko T. V., **Novoselova E. V.**, Suetin B. P. Evolution of mesoscale vortices in the ocean into filaments inferred from altimeter data // *International Journal of Remote Sensing*. 2023 [In print] (Scopus, WoS).

The results obtained during the dissertation research were reported and discussed at 30 conferences, including 12 Russian and 17 international conferences. According to the results of the conferences, the corresponding abstracts included in the RSCI have been published.

- 1) All-Russian Conference "Modern issues of hydrometeorology and sustainable development of the Russian Federation". March 14-15, 2019, St. Petersburg. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "The baroclinic radius of Rossby deformation in the seas of the North European basin". Poster presentation.
- 2) XV International Conference "Big Geographical Festival" (BGF-2019). April 5-7, 2019, St. Petersburg. Novoselova E.V. "Seasonal variability of the Rossby baroclinic deformation radius in the seas of the North European Basin". Oral presentation.
- 3) IV All-Russian Scientific Conference of Young Scientists "Comprehensive Studies of the World Ocean" (CSWO/KIMO-IV). April 22-26, 2019, Sevastopol. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "Estimation of the baroclinic radius of Rossby deformation in the seas of the North European basin". Oral presentation.
- 4) International Scientific and Technical Conference "Environmental Control Systems – 2019" (SKOS-2019). September 9-12, 2019, Sevastopol. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "The baroclinic radius of Rossby deformation in the Lofoten basin area". Poster presentation.
- 5) All-Russian Scientific Conference "Seas of Russia: fundamental and applied research". September 23-28, 2019, Sevastopol. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "Estimation of the baroclinic radius of Rossby deformation in the Lofoten basin area". Poster presentation.
- 6) The 17th All-Russian Open Conference "Current problems in remote sensing of the Earth from space". November 11-15, 2019, Moscow. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "Assessment of seasonal variability of the Rossby baroclinic deformation radius in the seas of the North European basin". Poster presentation.
- 7) III All-Russian Conference "Hydrometeorology and Ecology: achievements and development prospects". December 18-19, 2019, Saint Petersburg. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "Seasonal variability of the baroclinic radius of Rossby deformation in the Lofoten basin area". Oral presentation.

- 8) International Scientific Conference "Integrated studies of the Arctic and Antarctic environment". 2-4 March 2020, St. Petersburg. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "Study of isopycnic surfaces in the Lofoten basin". Poster presentation.
- 9) The XVI International "Great Geographical Festival" (BGF-2020). April 3-5, 2020, St. Petersburg. Novoselova E.V. "Assessment of the main isopycnal characteristics in the Lofoten basin based on GLORYS reanalysis data". Oral presentation.
- 10) International Scientific and Practical Conference "Modern problems of hydrometeorology and environmental monitoring in the CIS". October 22-24, 2020, St. Petersburg. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "Investigation of isosteric surfaces in the Lofoten basin of the Norwegian Sea based on GLORYS reanalysis data". Oral presentation.
- 11) XIX International Scientific and Practical Conference "Marine Research and Education – MARESEDU-2020". October 26-29, 2020, Moscow. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "Seasonal variability of isosteric surfaces in the Lofoten basin of the Norwegian Sea based on GLORYS reanalysis data". Poster presentation.
- 12) The 18th All-Russian Open Conference "Modern problems of remote sensing of the Earth from space". November 16-20, 2020, Moscow. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "Seasonal variability of isopycnic surfaces in the Lofoten basin". Oral presentation.
- 13) VI All-Russian Scientific Conference of Young Scientists "Comprehensive Studies of the World Ocean" (CSWO/KIMO-2021). April 18-24, 2021, Moscow. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "Potential vorticity in the Lofoten basin". Oral presentation.
- 14) VI All-Russian Scientific Conference of Young Scientists "Comprehensive Studies of the World Ocean" (CSWO/KIMO-2021). April 18-24, 2021, Moscow. Fedorov A.M., Novoselova E.V., Bashmachnikov I.L., Belonenko T.V. "Extreme convection in the Lofoten basin of the Norwegian Sea". Oral presentation.
- 15) EGU General Assembly 2021. 19–30 April 2021. Novoselova E.V., Belonenko T.V., Fedorov A.M. «Analysis of the isopycnal advection in the Lofoten basin (the Norwegian sea)». Oral presentation.
- 16) EGU General Assembly 2021. 19–30 April 2021. Fedorov A.M., Raj R.P., Belonenko T.V., Novoselova E.V., Bashmachnikov I.L., Johannessen J.A., Pettersson L.H. « Extreme convection in the Lofoten Basin of the Norwegian Sea». Oral presentation.
- 17) XVII International Scientific and Technical Conference "Modern Methods and means of Oceanological research" (MSOI-2021). May 18-20, 2021, Moscow. Novoselova E.V., Fedorov A.M., Belonenko T.V. "The effect of deep convection on the distribution of isosteric surfaces". Oral presentation.



- 18) All-Russian Scientific Conference "Seas of Russia: The Year of Science and Technology in the Russian Federation – the UN Decade of Ocean Sciences". September 20-24, 2021, Sevastopol. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "Seasonal variability of potential vorticity in the Lofoten basin". Oral presentation.
- 19) International Scientific and Practical Conference "Environmental Control Systems - 2021" (SKOS–2021). November 9-12, 2021, Sevastopol. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "Calculation of potential vorticity on the example of the Lofoten vortex". Oral presentation.
- 20) The 19th International Conference "Modern problems of remote sensing of the Earth from space". November 15-19, 2021, Moscow. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "Calculation of potential vorticity on the example of the Lofoten basin". Oral presentation.
- 21) International Scientific Conference of students, postgraduates and young scientists "Lomonosov-2022". April 11-22, 2022, Moscow. Novoselova E.V., Belonenko T.V. "Assessment of potential vorticity in the Lofoten basin". Oral presentation.
- 22) IV International Scientific Conference "Development of water transport highways in the conditions of global climate change in the territory of the Russian Federation (Eurasia)" ("Dangerous phenomena – IV"). 5-9 September 2022, Rostov-on-Don. Zhmur V.V., Belonenko T.V., Suetin B.S., Arutyunyan D.A., Novoselova E.V., Travkin V.S. "Ocean energy transfer across the size spectrum from mesoscale to submesoscale when mesoscale vortices are pulled into filaments: related phenomena". Oral presentation.
- 23) All-Russian Scientific Conference "Seas of Russia: Challenges of domestic science". September 26-30, 2022, Sevastopol. Novoselova E.V., Belonenko T.V., Zhmur V.V. "Comparative analysis of the distribution of the frequency of Vyasyal-Brent in cyclones and anticyclones". Poster presentation.
- 24) All-Russian Scientific Conference "Seas of Russia: Challenges of domestic science". September 26-30, 2022, Sevastopol. Zhmur V.V., Belonenko T.V., Novoselova N.V., Suetin B.S., Arutyunyan D.A. "Pulling mesoscale ocean vortices into submesoscale vortex filaments as a method of energy transfer through a cascade of sizes. The manifestation of the properties of negative viscosity when pulling vortices". Oral presentation.
- 25) XI International Scientific and Practical Conference "Marine Research and Education – MARESEDU-2022". October 24-28, 2022, Moscow. Novoselova E.V., Belonenko T.V., Zhmur V.V. "Analysis of the frequency distribution of Vyaysyal-Brent in cyclones and anticyclones". Poster presentation.
- 26) International Scientific and Practical Conference "Environmental Control Systems - 2022" (SKOS–2022). November 8-11, 2022, Sevastopol. Novoselova E.V., Belonenko T.V.,

- Zhmur V.V. "The distribution of the frequency of Vyaysyal-Brent in cyclones and anticyclones". Poster presentation.
- 27) The 20th International Conference "Modern problems of remote sensing of the Earth from space". November 14-18, 2022, Moscow. Novoselova E.V., Belonenko T.V., Zhmur V.V. "Distribution of the Brunt-Väisälä frequency in vortices of different polarity in the ocean". Poster presentation.
- 28) International Scientific Conference "Lomonosov-2023". April 10-21, 2023, Moscow. Novoselova E.V., Belonenko T.V., Zhmur V.V. "The distribution of the frequency of the Vyasyal-Brent in cyclones and anticyclones of the Lofoten basin". Oral presentation.
- 29) VII All-Russian Scientific Conference of young scientists "Integrated research of the World Ocean". May 15-19, 2023, St. Petersburg. Novoselova E.V., Belonenko T.V., Zhmur V.V. "Comparative analysis of the frequency distribution of Vyasyal-Brent in cyclones and anticyclones on the example of the Lofoten basin". Oral presentation.
- 30) XVIII International Scientific and Technical Conference "Modern Methods and Means of Oceanological Research" (MSOI-2023). May 23-25, 2023, Moscow. Novoselova E.V., Belonenko T.V., Zhmur V.V. "Analysis of the frequency distribution of the Vyasyal-Brent in cyclones and anticyclones of the Lofoten basin". Poster presentation.

Individual research results obtained within the framework of this dissertation work were awarded:

- 1) Diploma of the winner in the Competition of young scientists for the best scientific work (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, 2020), the topic of the scientific work "Seasonal variability of isopycnical surfaces in the Lofoten basin".
- 2) Diploma for the report "Assessment of potential vorticity in the Lofoten basin" at the International Scientific Conference of Students, postgraduates and Young Scientists "Lomonosov-2022" (April 11-22, 2022, Moscow).

### **The personal contribution of the author**

The personal contribution of the author is to carry out the bulk of the research outlined in the dissertation research. The text of this work presents the results obtained by the author personally. In the publications carried out in co-authorship, the author performed the selection of data, the choice of the method of their processing, writing numerical codes for calculating the studied characteristics, their analysis, systematization, and visualization of the results obtained.

The author took part in the physical interpretation of the results obtained, the writing of the text, and the submission of publications.

### **The structure of the dissertation**

The dissertation consists of an introduction, 6 chapters, a conclusion, and a list of references. The results of the dissertation research are presented on 112 pages and include 39 figures and 7 tables. The list of references includes 172 titles.

The **Introduction** presents the purpose and objectives of the dissertation; the provisions to be defended are formulated; the relevance, novelty, theoretical and practical significance, as well as the reliability of this research, are described; a list of publications and conferences at which the results were tested is given.

**Chapter 1** provides a physical and geographical description of the region under study. A detailed analysis of literary sources devoted to the dynamics of the waters of the Lofoten basin and the Lofoten vortex has been carried out. In addition, the main characteristics of the North European Basin as a whole are presented.

**Chapter 2** describes the data used, the methods of their analysis, as well as the basic formulas for calculating the studied characteristics.

**Chapter 3** discusses such a concept as the Rossby baroclinic deformation radius, namely its spatial, seasonal, and interannual variability in the Norwegian and Greenland Seas.

In **Chapter 4**, an isopycnic analysis of the waters of the Lofoten basin is carried out. The depth of occurrence of isosteric surfaces and thermohaline characteristics on them are considered. The seasonal and interannual variability of these characteristics is considered.

**Chapter 5** is devoted to the study of seasonal and interannual variability of vortices in the Lofoten basin (with an emphasis on the Lofoten vortex). Such characteristics as the orbital velocity, potential density, the Brunt-Väisälä frequency, relative and potential vorticity, as well as the spatial dimensions of the vortex core (diameter, height, volume) are considered.

**Chapter 6** examines the stretching of vortices both in the Lofoten Basin and in the entire World Ocean. A parameter characterizing the possibility of vortices being pulled into filaments in a given area at a given time is calculated and visualized.

The **Conclusion** contains the main conclusions of the dissertation research.

### **Gratitude**

The author expresses gratitude to the scientific supervisor Tatyana Vasilevna Belonenko, Ph.D., for her help at all stages of writing the dissertation, as well as her support, patience, and the opportunity to regularly discuss the results obtained. The author cordially thanks Vladimir

Vladimirovich Zhmur, Ph.D., Corresponding Member of the Russian Academy of Sciences, for the invaluable experience transferred to me during the research, consulting during calculations, and discussion of the results obtained. I am also extremely grateful to all the teachers of the Department of Oceanology of St. Petersburg State University, who have supported me throughout all the years of study at the department.

The research that made up the content of this work received financial support: grants of the RSF No. 18-17-00027 "Eddy dynamics in the Lofoten Basin and its role in the transfer of thermohaline water properties in the Norwegian Sea" and No. 22-27-00004 "Study of the dynamics of isolated vortices in the ocean using remote sensing methods, in situ and model data", as well as a grant from St. Petersburg State University No. 75295423 "Atlantic gateway to the Arctic: oceanic circulation as a factor of long-term variability of the Arctic climate and the state of polar ecosystems".

## **CHAPTER 1. PHYSICAL AND GEOGRAPHICAL DESCRIPTION OF THE STUDIED AREA**

### **1.1. Nordic Seas**

The main feature of the Nordic Seas is the Atlantic meridional overturning circulation, let us briefly consider its scheme (Fig. 1.1). As they move northward, warm and salty surface Atlantic waters are constantly modified due to heat loss into the atmosphere, freshwater entering from the atmosphere and from rivers, as well as a result of mixing with cold and slightly salty Arctic waters, for example, in the Fram Strait (Mauritzen, 1996; Orvik, 2004; Voet et al., 2010; Walczowski et al., 2012). Intensive loss of buoyancy and mixing in the Norwegian and Greenland Seas lead to the fact that surface waters condense and sink to a great depth (Buckley, Marshall, 2016; Marshall, Schott, 1999; Spall, Pickart, 2001). Thus, surface Atlantic waters are transformed into subsurface (cold, with low salinity) and dense (cold, with intermediate salinity) intermediate and deep waters (Voet et al., 2010). The latter is called North Atlantic Deep Water. They can be divided into several water masses depending on their place of origin or properties. For example, the Labrador water mass is formed in the Labrador Sea, and denser waters are formed as a result of convective mixing in the Greenland Sea and return to the North Atlantic through the Greenland-Scottish Threshold (Buckley, Marshall, 2016; Quadfasel, Käse, 2007; Smethie, Fine, 2001).

Thus, in high latitudes, due to the Atlantic meridional overturning circulation, water masses are formed, which, gradually transforming, spread throughout the World Ocean, so by the concept of the global conveyor, they represent the initial link in the general circulation of the deep waters of the World Ocean (Khmelnitskaya, 2011).

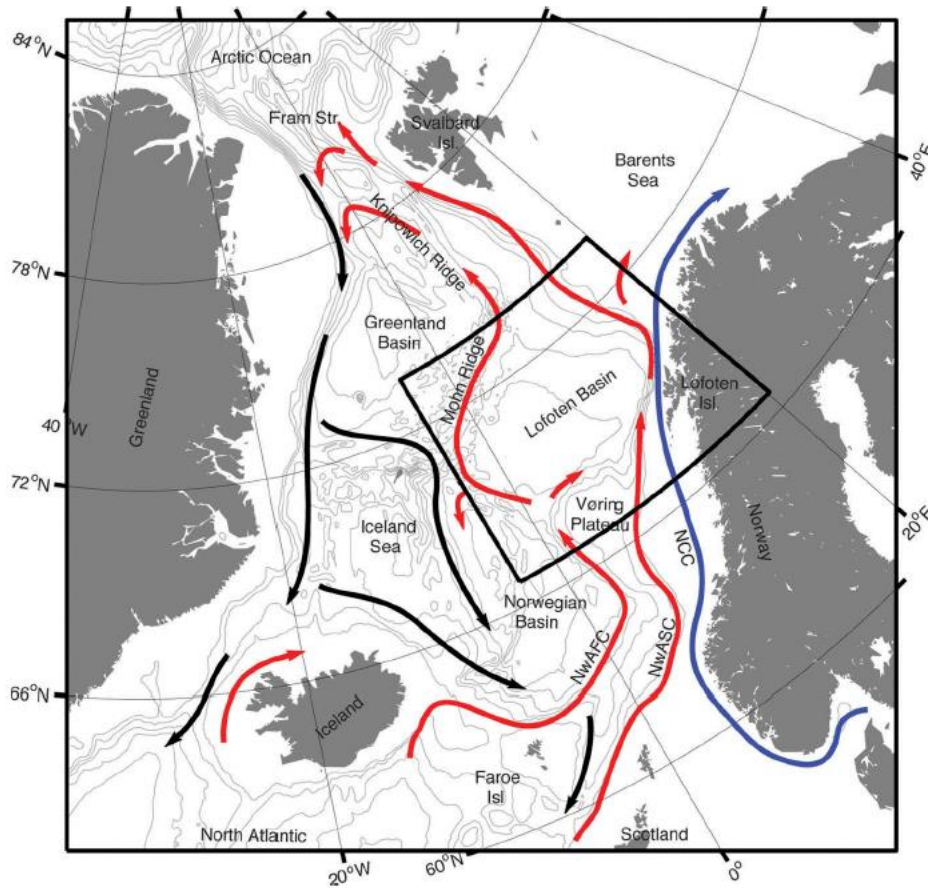


Figure 1.1. Schematic representation of the Atlantic meridional overturning circulation (Raj, Halo, 2016). Incoming surface Atlantic waters are indicated in red, and outgoing deep waters are indicated in black. The Norwegian Coastal Current (NCC) is indicated in blue. NwASC – Norwegian Atlantic Slope Current, NwAFC – Norwegian Atlantic Frontal Current

## 1.2. Lofoten Basin

The main object of our research is the Lofoten basin, which is a depression in the relief of the bottom of the Norwegian Sea. It is generally assumed that the maximum depth of the basin is 3250 m (Belonenko et al., 2014, 2018; Bashmachnikov et al., 2017b; Søliland et al., 2016; Volkov et al., 2015), however, according to the global ETOPO1 relief model (Amante, Eakins, 2009), it can reach 3303 m. Its water area occupies an area bounded by the Mohn and Helgeland ridges from the west, the Vøring Plateau from the south, and the Norwegian coast from the east (Fig. 1.1). The size of the Lofoten basin is approximately 500 km within the isobath of 2000 m (Belonenko et al., 2014). The basin is surrounded by two branches of the Norwegian Current: the Norwegian Atlantic Slope Current (NwASC) and the Norwegian Atlantic Frontal Current (NwAFC) (see section 1.2 for details). The Lofoten basin is characterized by strong vortex fields

(see section 1.4), a long stay of drifters, and probably Atlantic waters (see section 1.3) (Orvik, 2004; Poulain et al. al., 1996).

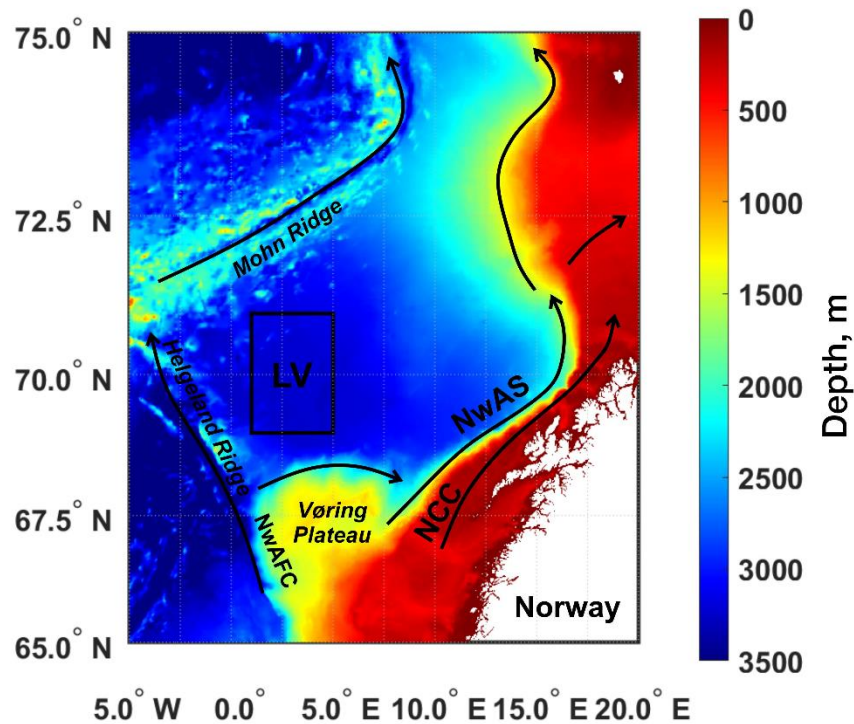


Figure 1.2. Lofoten basin. The color shows the bathymetry (m), and the black arrows show the branches of the Norwegian current: NwASC (Norwegian Atlantic Slope Current), NCC (Norwegian Coastal Current), and NwAFC (Norwegian Atlantic Frontal Current). The research area is highlighted by a rectangle.

A lot of papers are devoted to the Lofoten basin, during the study of which it becomes clear that the circulation of water in this area is not as unambiguous as it may seem at first glance. The main question is that in the Lofoten basin, by the law of conservation of a potential vortex, the general nature of the movement of waters should be cyclonic, but a rather large anticyclonic vortex is observed (Belonenko et al., 2014). Some authors are convinced of the cyclonic nature of water movement in the basin (Gascard, Mork, 2008; Nøst, Isachsen, 2003; Orvik, 2004; Poulain et al., 1996; Spall, 2010a; Voet et al., 2010; Volkov et al., 2015), while others claim that the circulation belongs to the anticyclonic type (Alekseev et al., 1991; Alekseev, Istoshin, 1960; Ivanov, Korablev, 1995a, 1995b; Pereskokov, 1999; Romantsov, 1991; Köhl, 2007; Koszalka et al., 2011; Rossby et al., 2009b). Some authors remain "on the sidelines" and believe that there is no clearly defined cyclonic or anticyclonic circulation in the Lofoten Basin (Jakobsen et al., 2003; Søiland et al., 2008). The work (Belonenko et al., 2014) speaks about the general cyclonic nature of water circulation (cyclonic circulation spreading throughout the thickness), however, the presence of an

anticyclonic vortex in the center of the basin is noted, most pronounced at a depth of 350-552 m. It should be noted that some authors (Orvik, 2004; Poulain et al., 1996), speaking about cyclonic rotation, expressed some uncertainty and the need to clarify the results obtained.

The Lofoten Basin plays an important role in maintaining the Atlantic meridional overturning circulation (see section 1.1), as it is a transit zone for warm and salty Atlantic waters going to the Arctic (Fedorov et al., 2019; Ypma et al., 2020). The energy vortex field of the basin redistributes these waters in the basin, resulting in large heat losses from the sea surface to the atmosphere (Dugstad et al., 2021). For this reason, the Lofoten basin is called the thermal "reservoir" of the entire region (Köhl, 2007; Koszalka et al., 2011; Rossby et al., 2009a). The net heat loss to the atmosphere is about  $70 \text{ W/m}^2$  with maxima above  $100 \text{ W/m}^2$  (Mauritzen, 1996; Orvik, 2004), this leads to a strong cooling of the surface and loss of buoyancy of the waters. Heat transfer to the atmosphere is manifested in a drop in temperature from 5-10 °C in the Svinøy section to 3-6 °C in the Lofoten basin and 2-4 °C west of Bear Island (Mauritzen, 1996; Orvik, 2004).

In autumn and winter, strong heat transfer to the atmosphere cools the surface layers in the pool and significantly increases their density. According to various data, the average depth of autumn-winter convection in the basin ranges from 600 m (Bashmachnikov et al., 2017b; Nielsen, Falk, 2006; Raj et al., 2015; Volkov et al., 2015) to 800 m (Bosse et al., 2018; Köhl 2007; Søiland et al., 2016; Søiland, Rossby, 2013). In the case of particularly intense convective processes (for example, in the winter of 2009-2010), the depth of the upper quasi-homogeneous layer can reach 1000 m (Fedorov et al., 2019; Bosse et al., 2018; Fedorov et al., 2021; Spall, 2010b).

### **1.2.1. Currents in the Lofoten Basin**

The Norwegian Current, which is a continuation of the powerful North Atlantic Current, carries warm and salty Atlantic water north to the Arctic Ocean. It is an important link in the Atlantic Meridional Tipping circulation and has a significant impact on the climate of Europe. The Norwegian Current crosses the Lofoten Basin in the form of two branches: in the east, it is the Norwegian Atlantic Slope Current (NwASC), and in the west – the Norwegian Atlantic Frontal Current (NwAFC). In the coastal area of the Scandinavian shelf, salty Atlantic waters interact with the desalinated waters of the Norwegian Coastal Current (NCC) (Fig. 1.2).

The branches of the Norwegian current NwASC and NwAFC have maximum velocities in the jets confined to the periphery of the Lofoten basin. The authors of the article (Andersson et al., 2011), analyzing the data of 148 surface drifters under the POLEWARD program for the period June 2007 – July 2009, found that the NwASC and NCC jets merge in several places into a single



jet directed along the isobaths, with maximum speeds of 100 cm/s near the Lofoten Islands, where condensation of isobates. Even earlier, this fact was established in the work (Poulain et al., 1996) according to the data of 107 ARGO surface drifting buoys for the period from June 1991 to August 1993: the NwASC and NCC jets to the west of the Lofoten Islands and the Westerolen Islands dynamically combine into one fast current with a maximum speed of 110 cm/s. At the same time, in most of the water area, the speeds are low and barely reach 4-6 cm/s.

In the southern part of the Norwegian Sea, the surface Atlantic waters are a stream about 250 km wide and 500 m deep (Mork, Blindheim, 2000; Orvik, 2004; Orvik et al., 2001), in the Lofoten Basin the stream widens to 500 km and deepens to 800-900 m, further north it again becomes shallower and narrower, and also loses contact with the atmosphere (Mauritzen, 1996; Orvik, 2004).

According to the work (Gascard, Mork, 2008), deep cyclonic recirculation in the Lofoten basin, located at a depth of 900-1500 m, promotes the penetration of Atlantic waters into the basin and also increases the time of their stay in the basin. The influence of topography on this circulation is noted. The kinetic energy associated with this deep circulation is weak, but the mass transfer is important because of the large-scale horizontal propagation and deepening of the Atlantic layer in the basin.

### **1.2.2. Water masses in the Lofoten Basin**

According to the definition of the Soviet oceanologist A.D. Dobrovolsky (Dobrovolsky, 1961), “a water mass should be called a certain, relatively large volume of water formed in a certain area of the World Ocean – the focus, the source of this mass – having for a long time an almost constant and continuous distribution of physical, chemical and biological characteristics that make up a single complex, and spreading as one, a single whole”.

Water masses are formed as a result of zonal variability of natural conditions, peculiarities of solar energy distribution, heat, and moisture exchange through the ocean surface, horizontal and vertical water circulation, and autumn-winter convection (Malinin, 1998; Khmel'nitskaya, 2011). These factors and their combination lead to the formation of large masses of water with quasi-stationary characteristics.

One of the main provisions of the theory of ocean water masses is the idea that any water in the ocean was once in contact with the atmosphere (Mamaev, 2000). At the same time, it is on the surface that water masses acquire their most characteristic properties. Then, with horizontal and vertical movement, the transformation or evolution of water masses occurs (Khmel'nitskaya, 2011). In this regard, in the case of isopycnic formation of water masses, the TS-ratios for surface

waters should have some similarity with deep waters, but in the case of the convective type of formation, this does not happen (Mamaev, 2000).

The **surface Atlantic water mass** occupies an upper layer in the Norwegian Sea with a thickness of about 500 m, which is determined by the depth of the thresholds through which water enters the sea (Belonenko et al., 2014; Sukhovey, 1986). According to the work (Orvik, 2004), in the Lofoten basin, this layer can be buried up to 800-900 m, which, according to the authors, is caused by a deep topographically controlled flow in the Norwegian Sea. This flow, according to the simulation results (Nøst, Isachsen, 2003), has the form of a cyclonic cycle. According to other estimates, in the Lofoten Basin, the layer of surface Atlantic waters can reach 1000 m in the center of the Lofoten vortex (Bosse et al., 2018) or even on the surface of the entire basin (Köhl, 2007; Poulain et al., 1996; Spall, 2010b). In the western part of the basin, at the locations of anticyclonic vortices, the depth of penetration of Atlantic waters reaches 1200 m (Raj et al., 2016). Atlantic waters can be determined using the salinity criterion, which in this region is  $S > 35$  (Helland-Hansen, Nansen, 1909; Raj et al., 2016).

In the Lofoten basin, warm and salty waters of Atlantic origin mix with colder and fresher surrounding waters, resulting in the formation of a **North Atlantic deep water mass** (Fedorov et al., 2019; Marshall, Schott, 1999). It lies under the Atlantic water mass and has a negative temperature and high salinity (Belonenko et al., 2014; Sukhovey, 1986). In (Orvik, 2004) it is noted that the flow of the North Atlantic deep water mass has the opposite direction to surface waters, that is, it is directed to the south (Fig. 1.3).

A characteristic feature of the Norwegian Sea is the absence of surface Arctic waters (Fedorov et al., 2019; Blindheim, Østerhus, 2005).

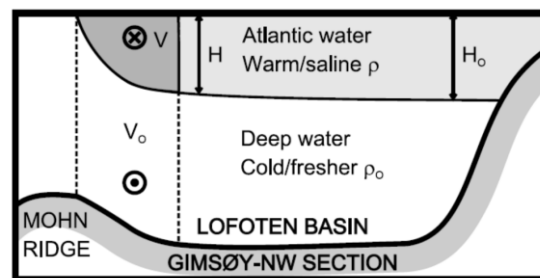


Figure 1.3. Diagram of water masses and flow directions in the Lofoten basin on the example of the standard section Gimsøy-NW (Orvik, 2004)

### 1.2.3. Vortex activity in the Lofoten Basin

High vortex activity is observed in the Lofoten basin (Gascard, Mork, 2008; Raj et al., 2016; Rossby et al., 2009b; Søliland et al., 2008), while a wide variety of vortex core shapes is observed – from almost round to strongly elongated horizontally or writhing filaments (Zinchenko et al., 2019; Fedorov, Belonenko, 2020; Gordeeva et al., 2020; Sandalyuk et al., 2020; Belonenko et al., 2021a, b; Travkin, Belonenko, 2021; Travkin et al., 2022).

The algorithm of automatic identification and tracking of vortices applied to satellite altimetric data made it possible to detect the manifestation of 166000 cyclonic and 169395 anticyclonic vortices in the Lofoten Basin for the period from 1993 to 2017 (Zinchenko et al., 2019). After binding the vortices into tracks, 120 cyclonic and 210 anticyclonic unique long-lived (lifetime of more than 35 days) vortices were counted (Zinchenko et al., 2019). The article (Raj et al., 2016) gives estimates of the number of unique vortices of different lifespans (1 day or more): for the period 1995-2013. 1695 anticyclonic and 1666 cyclonic unique vortices were found in the basin.

Mesoscale vortices in the Lofoten Basin are mainly generated locally, with the majority of vortices (both cyclonic and anticyclonic) generated in two main areas: in the deepest western part of the basin and near the NwASC (Raj et al., 2016). In the second region, vortices are formed mainly near the continental slope and along the northern part of the NwASC (above 70 °C), which is associated with their separation from the NwASC (Andersson et al., 2011; Isachsen, 2015; Raj et al., 2016, 2015; Rossby et al., 2009b; Spall, 2010b). According to (Isachsen, 2015), the baroclinic instability of the boundary current is probably responsible for most of the mesoscale variability observed in this area. The separation of vortices leads, on the one hand, to the transfer of heat to the deepest part of the basin (Dugstad et al., 2019; Isachsen, 2015; Isachsen et al., 2012; Raj et al., 2016), and on the other hand, to the gradual cooling of the NwASC on the way to the Arctic (Isachsen et al., 2012). This heat loss is important because the heat carried by the NwASC affects the ice cover in the Barents Sea and the regional climate of Svalbard (Raj et al., 2016).

The dominant scales of mesoscale vortices in the Lofoten Basin range from 10 days to several months in time and from 20 to 100 kilometers in space (Dong et al., 2022; Trodahl et al., 2020). According to estimates (Raj et al., 2016), the radii of vortices of both polarities in the basin range from 29 to 37 km on average, but anticyclonic vortices are usually larger than cyclonic ones. The number of short-lived (less than 30 days) cyclonic and anticyclonic vortices is approximately the same, but anticyclonic vortices prevail among long-lived ones (Raj et al., 2016). The average drift velocity of cyclonic vortices (6.5 cm/s) is higher than that of anticyclonic vortices (5.8 cm/s) (Raj et al., 2016). Vortices, regardless of polarity, propagate along the Lofoten basin in a cyclonic

direction at a speed, according to various estimates, 5-6 km per day (Raj et al., 2016), 2-10 km per day (Volkov et al., 2013). At the same time, the orbital velocity of the vortex is much higher than the velocity of the vortex drift: 4 times higher for cyclonic vortices and 7 times higher for anticyclonic vortices (Raj, Halo, 2016).

According to estimates (Rossby et al., 2009b), the vortex kinetic energy in the Lofoten basin is 300-350  $\text{cm}^2/\text{s}^2$ , and according to calculations (Koszalka et al., 2011) it can reach 400-500  $\text{cm}^2/\text{s}^2$ . According to (Raj et al., 2016), the kinetic energy of anticyclonic vortices in the basin is 102  $\text{cm}^2/\text{s}^2$ , and cyclonic – 86  $\text{cm}^2/\text{s}^2$ . The highest values occur at the end of winter–spring and are more pronounced in anticyclonic vortices.

More than 90 % of long-lived (more than 4 weeks) vortices in the Lofoten Basin are nonlinear, so they can capture water inside their cores and transfer mass, heat, and biogeochemical components, thereby affecting the general circulation, distribution of water masses and biochemical processes in the ocean (Chelton et al., 2011; Dong et al., 2022; Raj et al., 2016). In particular, the activity of mesoscale vortices contributes to high productivity in the Lofoten Basin due to the horizontal and vertical transport of nutrients and marine biota (Dong et al., 2022). The greatest nonlinearity is observed in the western part of the basin and near the NwASC for vortices of both polarities, however, the nonlinearity of anticyclones is generally higher than that of cyclones (Raj et al., 2016).

#### **1.2.4. Lofoten Vortex**

The main feature of the Lofoten basin is the quasi-permanent anticyclonic Lofoten vortex, located in its deepest, western part. The vortex was first noted in the works (Alekseev et al., 1991; Ivanov, Korablev, 1995a, b). It is a biconvex convective lens of warm and salty waters at a depth of 300-1000 m with a spatial scale of about 100 km (Bashmachnikov et al., 2017a, b; Belonenko et al., 2018, 2017; Ivanov, Korablev, 1995a, b; Raj et al., 2016). The vortex is also identified as a region of local level rise and increased kinetic energy of currents (Bashmachnikov et al., 2017b; Belonenko et al., 2014; Köhl, 2007; Volkov et al., 2015).

The existence of the Lofoten vortex is confirmed by in situ measurements (Belonenko et al., 2018; Andersson et al., 2011; Bosse et al., 2018; Fer et al., 2018; Rossby et al., 2009a, b; Søyland, Rossby, 2013; Yu et al., 2017), satellite data (Zinchenko et al., 2019; Raj et al., 2016, 2015; Travkin, Belonenko, 2019; Volkov et al., 2013, 2015) and hydrodynamic modeling data (Bashmachnikov et al., 2017a, b; Belonenko et al., 2017, 2018; Köhl, 2007; Travkin, Belonenko, 2019; Volkov et al., 2013, 2015).

The main reasons for the regeneration of the Lofoten vortex are considered to be autumn-winter convection (Alekseev et al., 2016; Bloshkina, Ivanov, 2016; Ivanov, Korablev, 1995a, b; Novoselova, Belonenko, 2020; Travkin, Belonenko, 2020; Fedorov et al., 2019; Bashmachnikov et al., 2017b; Yu et al., 2017) and/or merging with other mesoscale vortices breaking away from the Norwegian Current (Fedorov, Belonenko, 2020; Fer et al., 2018; Gordeeva et al., 2020; Köhl, 2007; Raj et al., 2015; Travkin, Belonenko, 2019; Trodahl et al., 2020; Volkov et al., 2015; Zinchenko et al., 2019). According to (Köhl, 2007), the vortex arises primarily from anticyclones created by the instability of the Norwegian Current (NwASC and NwAFC) and propagating into the Lofoten Basin. However, according to the work (Bloshkina, Ivanov, 2016), vortex fusion events are quite rare and are not tied to any particular season, respectively, it is impossible to explain the winter-spring exacerbation of the Lofoten vortex by vortex fusion alone. The vertical power of the anomalous core formed during convection is determined by its preconvective power, the intensity of heat transfer in the winter season, and the horizontal advection of heat (Ivanov, Korablev, 1995b). It is worth noting that (Köhl, 2007) does not deny the influence of convection; in his opinion, convection plays an important role in the formation of the upper part of the lenticular hydrographic structure of the Lofoten vortex.

In addition to the influence of autumn-winter convection and fusion with other vortices, it should be noted that the shape of the basin bottom in the form of a bowl significantly reduces the rate of destruction of the Lofoten vortex (Bashmachnikov et al., 2017b; Belonenko et al., 2021a). In the work (Benilov, 2005) it was shown that bottom depressions stabilize anticyclonic vortices, which can reduce the number of their decays and re-formations. The model experiments in the article (Santieva et al., 2021) demonstrated that the lifetime of the Lofoten vortex significantly depends on its position within the basin, the characteristics of the bottom topography, and the velocity of the incoming flow. Specifically, the vortex collapses faster when the velocity of the incoming flow is greater and the depth of the depression in the center of the basin is smaller. In addition, mesoscale cyclones surrounding the Lofoten vortex isolate it from the external environment and contribute to its stabilization (Raj et al., 2020). According to Shchepetkin (1995), the topographic beta effect can play a major role in the regeneration of the vortex, the vortex is formed from a turbulent field without merging vortices. In the work (Volkov et al., 2015) it was shown that the direct effect of wind force and buoyancy on the variability of the Lofoten vortex is insignificant.

According to the articles (Ivanov, Korablev, 1995a), the Lofoten vortex is most intense in winter, there is an increase in the thermohaline anomaly, compression of the vortex to the size of the Rossby baroclinic deformation radius (7-9 km (Novoselova et al., 2020; Chelton et al., 1998)) and an increase in anticyclonic vorticity. In summer, its relaxation occurs, its horizontal

dimensions increase and the speed of orbital motion decreases (Alekseev et al., 2016; Ivanov, Korablev, 1995b).

The spatial position of the Lofoten vortex does not remain constant. In the work (Ivanov, Korablev, 1995a), the movement of the core of an anticyclonic vortex along a similar cyclonic trajectory was noted. Based on this, the authors hypothesize a superposition of different-scale dynamic processes in the basin area. A numerical experiment conducted by the authors of another paper (Filyushkin et al., 2018) confirmed the conclusion about the cyclonic motion of the vortex lens, despite the existence of an external anticyclonic cycle of moderate intensity. A certain contribution is also made by the bottom topography, under the influence of which a cyclonic motion field external to the lens is formed in its spatial scale several times larger than the anticyclonic field of the lens motion (Belonenko et al., 2014; Ivanov, Korablev, 1995a). It is this, according to the authors, that keeps the lens within the basin. The importance of topography is also discussed in the works (Belonenko et al., 2014; Gascard, Mork, 2008; Jakobsen et al., 2003; Voet et al., 2010). According to Köhl (2007), the conclusions of Ivanov and Korablev (1995a) about the cyclonic trajectory of the Lofoten vortex are incorrect, namely, random interactions with surrounding cyclones determine the anticyclonic trajectory of movement.

From all of the above, it can be concluded that the authors' opinions differ in many aspects: starting from the direction of circulation in the basin and ending with the causes of the formation and regeneration of the Lofoten vortex.

## CHAPTER 2. DATA AND METHODS OF DATA ANALYSIS

### 2.1. Data and other products

In this dissertation, we mainly used two global oceanic reanalysis: GLORYS12V1 and GLORYS2V4. Global ocean reanalysis is a homogeneous three-dimensional description of the physical state of the ocean on a grid spanning several decades and obtained using a numerical ocean model that assimilates satellite and ground-based observations. In addition, the global ETOPO1 model of the relief of the Earth's surface was used. All calculations were carried out using the licensed MATLAB application software package implemented in the programming language of the same name. To calculate the density characteristics, the international thermodynamic equation of the state of seawater TEOS-10, implemented in the MATLAB programming language, was used. Let us consider the listed products in more detail.

#### 2.1.1. GLORYS12V1

The study mainly used the global oceanic reanalysis GLORYS12V1 (GLOBAL\_MULTIYEAR\_PHY\_001\_030) (Lellouche et al., 2021), which has a spatial resolution of  $0.083^\circ$  (about  $3 \times 9$  km for the study area) and 50 vertical levels (from 0 to 5500 m). It has an average daily and average monthly discreteness and is available for the period 1993-2020. We used data from both discreteness at different stages of the study. The reanalysis includes parameters such as water temperature, salinity, horizontal components of current velocities, the depth of the upper quasi-homogeneous layer, the height of the sea surface, and data on the sea ice cover (its concentration, thickness, u- and v-components of drift). GLORYS12V1 is based on the modern global real-time forecasting system Copernicus Marine Environment Monitoring Service (CMEMS), the NEMO platform is a component of the model, as well as the reanalysis of characteristics on the ECMWF ERA-Interim surface. The data was downloaded from the CMEMS website (<http://marine.copernicus.eu/>). The data is grid-based and implemented in the WGS-84 coordinate system in the Mercator projection.

#### 2.1.2. GLORYS2V4

A GLORYS2V4 reanalysis was also used. On the CMEMS website (<https://marine.copernicus.eu/>) it is presented within two ensembles: GLOBAL\_REANALYSIS\_PHY\_001\_031 and GLOBAL\_REANALYSIS\_PHY\_001\_026. They

are represented on 75 horizons (from 0 to 5500 m) for the period 1993-2019. The data has an average monthly discreteness, and the first ensemble also includes an average daily discreteness. The main difference is the resolution – it is  $0.25^\circ$  and  $1^\circ$ , respectively. Both ensembles include parameters such as water temperature, salinity, and horizontal components of current velocities. The first also contains the depth of the upper quasi-homogeneous layer and the height of the sea surface, and the second contains data on the concentration and thickness of sea ice. Like the GLORYS12V1 reanalysis, GLORYS2V4 is predominantly based on the CMEMS global real-time forecasting system. Note that the described ensembles contain not only GLORYS2V4 reanalysis, but also ORAS5, GloSea5, and C-GLORSv7, however, in our work, we used only GLORYS2V4 reanalysis with an average monthly discreteness.

### **2.1.3. ARMOR3D**

To calculate the Rossby baroclinic deformation radius, we used ARMOR3D oceanic reanalysis (MULTIOBS\_GLO\_PHY\_REP\_015\_002), the data was downloaded from the CMEMS portal (<http://marine.copernicus.eu/>). This is a grid data array consisting of data on temperature, salinity, geopotential altitude, and fields of geostrophic currents. This product is the result of the assimilation of in-situ observations and satellite data (Guinehut et al., 2012; Mulet et al., 2012). The fields of characteristics from the surface up to 1500 meters were calculated from satellite data using the method of multiple linear regression and covariances taking into account historical observations. Subsequently, these fields were combined by optimal interpolation with in-situ TS profiles (Guinehut et al., 2012; Verbrugge et al., 2017). The data are determined on a  $1/4^\circ$  regular grid from the surface to 5500 m depth (at 33 horizons). The coordinate system used is WGS 84 / World Mercator (EPSG 3395). To obtain estimates of the deformation radius, we used a product with monthly averaging of weekly data for the period from January 1993 to November 2018.

### **2.1.4. ETOPO1**

Data on the bathymetry of the studied area were taken from the global ETOPO1 model of the Earth's surface relief (Amante, Eakins, 2009). It is implemented on a  $1/60^\circ$  grid and includes both topography and bathymetry. The data is generated based on various global and regional sets of digital data that have been reduced to common horizontal and vertical coordinates. ETOPO1 has a vertical reference to sea level and a horizontal reference to the World Geodetic System of 1984 (WGS 84). The data is available in two versions: "Ice Surface" (the surface of the Antarctic



and Greenland ice sheets) and "Bedrock" (the base of the ice sheets); however, when exploring the World Ocean, the difference between these versions is not fundamental. We used the data of the "Ice Surface" version.

### 2.1.5. TEOS-10

The international thermodynamic equation of seawater state TEOS-10 (Thermodynamic Equation Of Seawater - 2010) was used to calculate the density characteristics of waters (for example, the density of seawater, anomalies of specific volume and frequency of Vaysyal–Brent); <http://www.teos-10.org/>), implemented in the MATLAB programming language (IOC, SCOR, IAPSO, 2010; McDougall, Barker, 2011; Pawlowicz, 2010). TEOS-10 allows you to determine all the thermodynamic properties of pure water, ice, seawater, and moist air (for example, density, enthalpy, speed of sound, etc.). It was adopted in June 2009 at the 25th session of the Assembly by the Intergovernmental Oceanographic Commission and replaced EOS-80 as the official equation of state for the properties of seawater and ice.

## 2.2. Methods of data analysis

### 2.2.1. Baroclinic Rossby radius of deformation

Since the baroclinic radius of deformation is used for various purposes, its numerical estimates may differ several times. In particular, the formula, where the deformation radius  $R_d$  is calculated from the average values of the Brunt-Väisälä frequency  $N$  and the depth of the basin  $H$ , can be applied as in the form (2.1):

$$R_d = \frac{NH}{\pi f}, \quad (2.1)$$

and (2.2):

$$R_d = \frac{NH}{f}, \quad (2.2)$$

that is, the numerical estimates of  $R_d$  differ by more than 3 times for the same water areas, which creates a certain kind of problem. For example, the articles by Fer et al. (2018) and Nurse, Bacon (2014) indicate estimates of the baroclinic radius for the water area of the Lofoten basin which is significantly smaller than in Köhl (2007) and Volkov et al. (2015), while all estimates are obtained using the same approach. In the article by Volkov et al. (2015), the authors indicate that in the area of the Lofoten vortex (an area bounded by 69-70° N and 3-5° E), the baroclinic deformation radius

is 20-25 km. Köhl (2007) for an area bounded by 69-70° N, 0-8° E, estimates  $R_d$  to be 27.8 km. At the same time, Fer et al. (2018), calculating the deformation radius through the Sturm-Liouville problem using the WKB approximation, get the value  $R_d = 12$  km for this water area, and calculating by the formula for a two-layer liquid, gets the value  $R_d = 8$  km. Similar estimates are also presented in the works of other authors (Chelton et al., 1998; Nurse, Bacon, 2014). All this creates some uncertainty when it is necessary to have specific  $R_d$  values to estimate, for example, the necessary step of the spatial resolution grid to identify objects of mesoscale and synoptic variability in numerical models (Volkov et al., 2015).

LeBlond and Mysak (1978) for the baroclinic radius of Rossby deformation use the term "internal" radius of Rossby deformation  $r_i$  and define it in the approximation of a two-layer fluid as follows:

$$r_i = \frac{1}{f} \sqrt{g' \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2}}, \quad (2.3)$$

where  $g' = g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}$  – reduced acceleration in free fall;  $h_1, h_2$  – thickness of the upper and lower layers;  $\rho_1, \rho_2$  – density of the upper and lower layers. In this case, the depth with the maximum value of the Brunt-Väisälä frequency is usually determined for each profile, which is then assumed to be the depth of the boundary between the layers (Belonenko et al., 2016). It is also possible to divide the liquid into two layers along the boundary of the upper quasi-homogeneous layer. Usually  $h_2 \gg h_1$ , the formula (2.3) takes the form:

$$r_i = \frac{1}{f} \sqrt{g' \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2}} \approx \frac{1}{f} \sqrt{g' h_1}, \quad (2.4)$$

For constant values of the density gradient, this formula can be transformed into the form (2.2).

Note that in formula (2.4) there is no multiplier  $\pi$  in the denominator. However, the authors add the multiplier  $\pi$  when analyzing the dispersion relations for Rossby waves, directly into the formula of the dispersion relation (LeBlond, Mysak 1978; Pedlosky, 1984):

$$\omega_n = - \frac{\beta k_1}{k_1^2 + k_2^2 + \left( \frac{n\pi}{r_i} \right)^2} \quad (2.5)$$

where  $\omega_n$  – the frequency of  $n$  modes of Rossby waves,  $k_1$  and  $k_2$  – zonal and meridional wave numbers.

Thus, there is uncertainty in obtaining numerical estimates of the deformation radius. This ambiguity becomes particularly important when the  $R_d$  estimates have an independent meaning and are determined numerically.

Gill (1986b) proposes to determine the baroclinic radius of deformation through the velocity of gravitational waves. It is this approach that is currently the most popular for tasks related to the study of mesoscale and synoptic dynamics in various areas of the ocean. The baroclinic radius of the  $n$ -mode deformation is calculated:

$$R_n = \sqrt{\frac{c_n}{2\beta(\varphi)}}, \quad \text{если } \varphi \leq 5^\circ, \quad (2.6)$$

$$R_n = \frac{c_n}{|f(\varphi)|}, \quad \text{если } \varphi \geq 5^\circ, \quad (2.7)$$

where  $c_n$  – phase velocity of gravitational waves,  $f(\varphi) = 2\Omega \sin \varphi$  – Coriolis parameter,

$\Omega = \frac{2\pi}{T} = 7,2921 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$  – angular velocity of the Earth's rotation around the axis,  $\varphi$  – latitude;

$\beta = \frac{df}{dy} = \frac{2\Omega \cos \varphi}{R_E}$ ,  $R_E = 6371 \text{ км}$  – radius of the Earth.

Subsequently, Chelton (Chelton et al., 1998), applying the WKB approximation to the Sturm-Liouville problem for the vertical structure of the equations of motion, obtained a formula for the baroclinic deformation radius through an integral estimate of the buoyancy frequency and developed its reliable climatology. Here, the phase velocity of the  $n$  mode of Rossby waves ( $c_n$ ) is estimated using the WKB method:

$$c_n \approx c_n^{WKB} = \frac{1}{n\pi} \int_{-H}^0 N(z) dz, \quad n \geq 1. \quad (2.8)$$

where  $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}}$  – Brunt-Väisälä frequency. For extratropical latitudes and average values of

the Brunt-Väisälä frequency, as well as depth, the formula for the deformation radius has the following form:

$$R_n = \frac{NH}{n\pi f}. \quad (2.9)$$

For the first baroclinic mode,  $R_l = R_d$  and the formula (2.1) is obtained.

However, Chelton's climatology (Chelton et al., 1998) (presented in Figure 2.1) contains several disadvantages, in particular, it is presented in a rather rough spatial resolution ( $1^\circ \times 1^\circ$ ) and does not take into account the effects of temporal variability of stratification. At the same time, for most areas of the World Ocean, the seasonal variability of thermohaline characteristics is very

significant, therefore, estimates of the deformation radius for different seasons will differ due to the variability of the buoyancy frequency. But most importantly, this climatology contains many omissions for areas that are characterized by large values of the depth of the mixed layer and, accordingly, there are problems with calculating the frequency of buoyancy (especially in the winter months). Therefore, obtaining realistic estimates of the deformation radius for individual water areas remains relevant today.

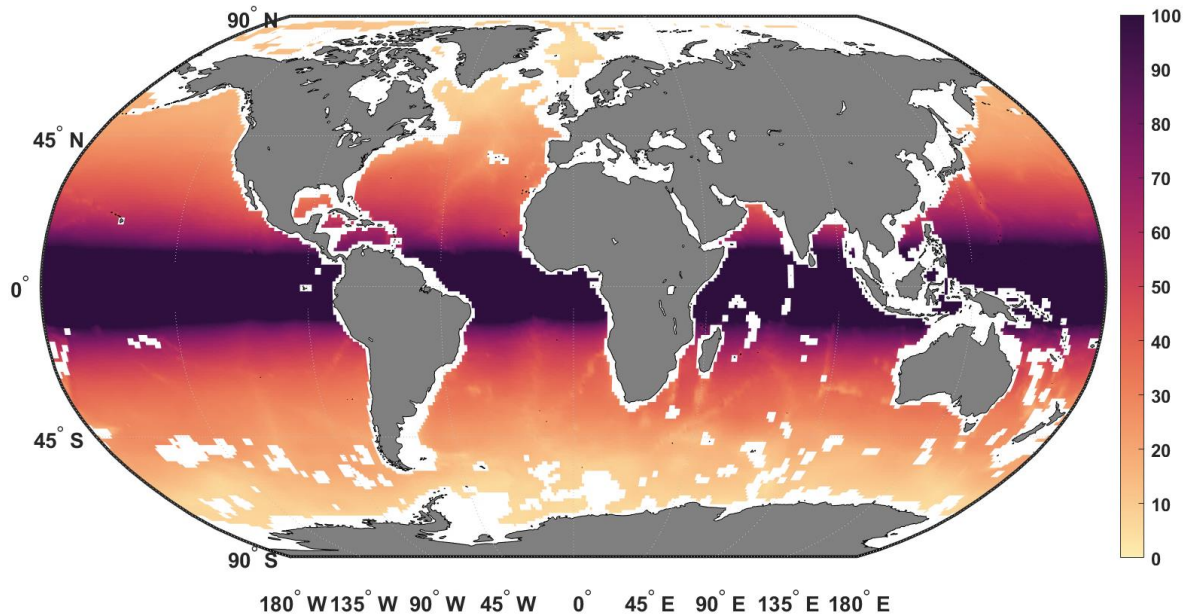


Figure 2.1. The baroclinic radius of Rossby deformation according to Chelton data (Chelton et al., 1998)

We note several practical aspects of calculating the deformation radius. In cases where the TS-profiles did not reach the bottom, and, consequently, it was impossible to obtain a complete profile of the Brunt-Väisälä frequency, linear extrapolation of the data to the bottom was used, where the Brunt-Väisälä frequency at the bottom was set to zero as in the work (Emery et al., 1984). The depth at the point was determined according to the global ETOPO1 model of the Earth's topography.

At some points, located mainly in coastal areas, unstable stratification was observed, that is, less dense layers were under denser ones, as a result of which the parameter  $g' = g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}$  or  $N^2$  were negative, which made it impossible to further extract the root. In this case,  $g' = 0$  and  $N = 0$  were assumed. Such an assumption is possible, since the collapse of denser layers occurs

quite quickly (especially considering the selected monthly discreteness of the data), by Archimedes' law, less dense masses of liquid are displaced upwards (Doronin, 1978).

### 2.2.2. Isopycnic characteristics and isopycnic surfaces

Usually, the data have the form, for example,  $\delta = f(x, y, z)$ . To obtain the depth of occurrence of  $\delta$ -surfaces, they must be represented as  $z = f(x, y, \delta)$  (and similarly to obtain temperature and salinity on surfaces). In other words, we will not use the usual system of spatial coordinates  $x-y-z$ , but the coordinates  $x-y-\delta$  or  $x-y-\sigma$ .

The main advantage of using  $x-y-\sigma$  or  $x-y-\delta$  coordinates is the ability to trace changes in properties on isopycnic surfaces, as well as to understand how these surfaces move vertically. In a uniformly stratified liquid, gradients in the properties of water on an isopycnic surface will not be observed, while large changes will occur on standard horizons when they intersect fronts or in the case of vertical movements in a stratified water column. The absence of gradients on isopycnic surfaces greatly facilitates the study of features caused by isopycnic advection and mixing, as well as diapycnal processes (Rossby et al., 2009).

We used data on temperature and salinity at all available horizons, which were averaged by seasons since using simple annual averages would exclude all interannual variability, which is very significant in this area. Thus, the average temperature and salinity fields for each season for 25 years (1993-2018) were obtained: winter (January – March), spring (April – June), summer (July – September), and autumn (October – December). Such a slight discrepancy with the usual calendar seasons is a common phenomenon in the study of Arctic regions and is since maximum temperatures are observed in July – September, and minimum in January – March.

To calculate the specific volume anomaly, the practical salinity, and potential temperature were converted to absolute salinity and conservative temperature, as recommended in (IOC, SCOR, IAPSO, 2010). Next, the depth of occurrence of the  $\delta$ -surfaces of interest to us was calculated, as well as the temperature and salinity observed on these surfaces of equal density. Thus, a transition was made from the usual  $x-y-z$  coordinates to  $x-y-\sigma$  or  $x-y-\delta$ , for which the linear interpolation method was used.

Four isosteric  $\delta$ -surfaces corresponding to  $\delta = (4,1; 3,1; 2,1; 0,7) \cdot 10^{-7}$  m<sup>3</sup>/kg were selected, which will be designated s41, s31, s21, and s07, respectively. The indicated values of  $\delta$  correspond approximately to the values of the potential density of  $\sigma = (27,7; 27,8; 27,9; 28,04)$  kg/m<sup>3</sup>. The choice of surfaces s41, s31, s21, and s07 is due to a study (Rossby et al., 2009)

performed for a large region, so that we can compare to some extent the results obtained. However, unlike the study (Rossby et al., 2009), based on averaged fields for the last 50 years of the last century (1950-2000), we use more modern data for the period from 1993 to 2018. At the same time, the focus of our research is focused directly on the Lofoten basin.

All points where the depth of the given isopycnic surface was less than 0.5 m were excluded since this is the smallest depth of the data we use. Consequently, the values obtained are the result of extrapolation, which is a rather ambiguous process.

### 2.2.3. Calculation of potential vorticity

Potential vorticity is a central concept of hydrodynamics and physical oceanography, which characterizes many processes of atmospheric and ocean dynamics. A review of the literature sources shows that different authors interpret this characteristic differently, using different formulas for calculations. This suggests that in practice, potential vorticity is not a simple characteristic. In this section, we have tried to analyze existing approaches and demonstrate them using the example of estimates of potential vorticity for the entire World Ocean based on data averaged over 27 years. Later, in chapter 5, a more detailed analysis will be carried out using the Lofoten Basin as an example.

Potential vorticity is often considered as the absolute circulation of a particle enclosed between two isentropic (for the atmosphere) or isopycnic (for the ocean) surfaces (Winkler, Zwatz-Meise, 2001). It can also be calculated relative to surfaces of equal depth or pressure. The potential vorticity combines the dynamic effects of the Earth's rotation around its axis with the much smaller scale of rotation of fluid elements around their centers. Thus, this characteristic is a combination of small-scale fluid properties and large-scale dynamic variability. In practice, it can be used to estimate the lateral exchange at the outer edge of the vortex (Bosse et al., 2019).

The potential vorticity characterizes the dynamics of the fluid, and the change in its value over time determines the change in the rotation of the fluid in the environment. If the potential vorticity changes, then there is a potential for turbulence and eddy movements in the liquid. In this case, the resulting movement in the liquid layer leads to changes in other layers.

In general, this characteristic consists of three main parts: (1) relative vorticity ( $\nabla^2\psi = \text{rot}_z \mathbf{V}$ ), (2) isopycnic deformation / density anomaly / buoyancy effects, and (3) planetary vorticity. There are two main variations of potential vorticity – *Ertel's potential vorticity* and *Rossby's potential vorticity*. Let us look at each of them.

### Potential Rossby vorticity

The term "potential vorticity" was first coined by Rossby in his 1936 paper, showing that the local relative vorticity is related by the conservation law to the local thickness of the initially quiescent liquid layer. Rossby's idea was to introduce a value that would be determined by the vertical component of the relative vorticity, similar to how the potential temperature is determined by the temperature of water. This idea of Rossby's is now recognized as having central and far-reaching significance for understanding eddy dynamics in the ocean. Quasi-geostrophic potential vorticity in the ocean (sometimes the term pseudo-potential vorticity is also used in the literature) is associated with the name Rossby (Gnevyshev and Belonenko, 2020).

One of the forms of Rossby's potential vorticity is used for a liquid consisting of small homogeneous layers. The potential vortex conservation law obtained in (Rossby, 1940), relates the change in depth ( $H$ ), relative vorticity ( $\zeta$ ), and latitude (namely, the Coriolis parameter  $-f$ ):

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\zeta + f}{H} \right) = 0, \quad (2.10)$$

The value in parentheses is called the potential vortex or potential vorticity (PV) and is a constant along the flow path (formula 2.11):

$$PV = \frac{\zeta + f}{H} = \text{const} . \quad (2.11)$$

First, a change in the flow thickness leads to a change in the relative vorticity. Consider the example in Figure 2.2. The liquid column is bounded by two isosurfaces, for example, isopycnic ones. Since the potential density is conserved as the fluid column moves, it stretches or contracts as the thickness changes between the isopycnic surfaces. Since the mass of the liquid column is also conserved, vertical stretching reduces the area of the column base and vice versa. As a result, when the vortex expands (Figure 2.2, moving from "b" to "a"), its rotation slows down, and when the vortex converges horizontally (Figure 2.2, moving from "a" to "b"), the speed increases to maintain potential vorticity (Kushner, 2003; Talley et al., 2011). In the literature, this phenomenon is often compared to the rotation of a figure skater, so later in the text we will call it the "ice skater effect". Secondly, a change in latitude requires a corresponding change in the relative vorticity: as the water column approaches the equator, the planetary vorticity  $f$  decreases, and the relative vorticity, on the contrary, increases (Stewart, 2008). Note that potential vorticity is preserved in the absence of mixing with other particles or friction losses (Catling, 2015; Pidcock et al., 2013). A change in this characteristic means that diabatic processes are involved: latent heat release, friction, radiation, etc.

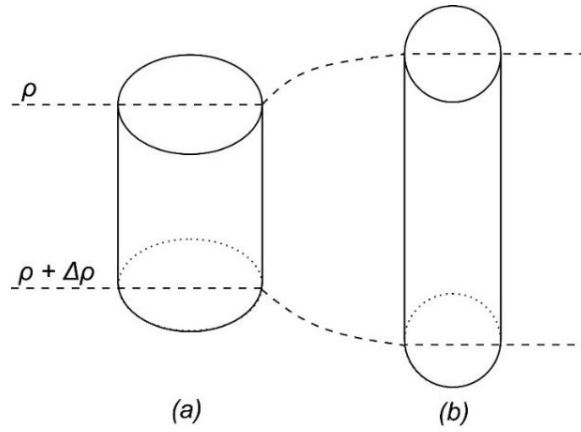


Figure 3.2. Illustration of conservation of potential vorticity

In the case of continuous stratification, the Rossby potential vorticity can be expressed in a different form (Zhmur et al., 2021b). In particular, for mesoscale (possibly also submesoscale) phenomena, the potential vortex can be represented as a function  $\sigma$  in the  $f$ -plane or  $\beta$ -plane approximation:

$$\sigma = \text{rot}_z \mathbf{V} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{f^2}{N^2} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) = \nabla^2 \Psi + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{f^2}{N^2} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right), \quad (2.12)$$

where  $\Psi$  is the stream function.

By performing some transformations of formula (2.12), we can obtain formula (2.13), in which there are no more derivatives, and all the terms included on the right-hand side are easily calculated from natural data. A more detailed conclusion is presented in the articles (Zhmur et al., 2022b; Zhmur et al., 2021a).

$$\sigma = \left\langle \text{rot}_z \mathbf{u} \right\rangle_{h_1}^{h_2} - f \frac{g}{\rho_*} \frac{1}{h_2 - h_1} \left\{ \frac{1}{N_0^2(h_2)} (\rho(x, y, h_2, t) - \rho_0(h_2)) - \frac{1}{N_0^2(h_1)} (\rho(x, y, h_1, t) - \rho_0(h_1)) \right\}, \quad (2.13)$$

where  $\text{rot}_z \mathbf{u}$  is the relative vorticity,  $N_0^2(z)$  is the profile of the square of the Brunt-Väisälä frequency outside the vortex area (background Brunt-Väisälä frequency),  $\rho(x, y, z, t)$  – is the current value of the total density at the point under consideration,  $\rho_0(z)$  is the water density at rest on the same horizon (background)  $\rho_*$  – is the average water density (in calculations  $\rho_* = 1027 \text{ kg/m}^3$ ),  $g$  – gravitational acceleration,  $h_1$  and  $h_2$  – depth of horizons.



### Potential Ertel vorticity

There is another form of potential vorticity in the case of continuous stratification. In this case, the conservation law does not require the use of assumptions about the direction of the vortex or about the ratio of the horizontal scale to the vertical, and the conservative value is called Ertel's potential vorticity (Gill, 1986a). In general, the potential vorticity for a baroclinic flow in a stratified fluid will be calculated by the formula (2.14) in vector form and formula (2.15) in scalar form (Allen, Smeed, 1996; Smith, 2003; Stewart, 2008):

$$PV = \frac{\boldsymbol{\omega} + 2\boldsymbol{\Omega}}{\rho} \cdot \nabla\lambda, \quad (2.14)$$

$$PV = \frac{1}{\rho} \left( \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \frac{\partial \lambda}{\partial x} + \left( f_h + \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \frac{\partial \lambda}{\partial y} + (f + \zeta) \frac{\partial \lambda}{\partial z} \right), \quad (2.15)$$

where  $\boldsymbol{\omega}$  and  $2\boldsymbol{\Omega}$  are the relative and planetary vorticity in vector form;  $\rho$  is the flow density;  $\lambda$  is any conserved characteristic for each fluid element;  $u$ ,  $v$ ,  $w$  are the zonal, meridional, and vertical velocity components;  $f_h = 2\Omega \cos\varphi$ . Thus, due to the constancy of potential vorticity, there is a close relationship between absolute vorticity and static stability, which is due to the buoyancy force, i.e. vertical stratification of temperature and salinity (Shakina, 2013; Winkler and Zwatz-Meise, 2001).

In the Boussinesq approximation, only the vertical component is considered, then the expression (2.15) will take the following form:

$$PV = \frac{\zeta + f}{\rho} \frac{\partial \lambda}{\partial z}, \quad (2.16)$$

As mentioned earlier,  $\lambda$  is any conserved characteristic for each element of the liquid, for example, the potential density of water ( $\rho$ ) is often used for the ocean, and the potential temperature ( $\theta$ ) is often used for the atmosphere. Thus, the potential vorticity for the ocean will be calculated by the formula (2.17):

$$PV = \frac{\zeta + f}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (2.17)$$

or, if you replace part of the expression with the Brunt-Väisälä frequency  $N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}$ , then:

$$PV = -\frac{1}{g} (f + \zeta) N^2. \quad (2.18)$$

Let us note an interesting point. According to many practical works (for example, Bosse et al. (2019), Smilenova et al. (2020), Trodahl et al. (2020)) in a formula of the form (2.17) there is a minus sign and, accordingly, is absent in formulas of the form (2.18), which, at first glance,

somewhat contradicts the Ertel's theorem. However, if we consider that  $\frac{D}{Dt}(PV) = 0$ , i.e.  $PV = \text{const}$ , then the sign in general does not matter. The authors add it to make it easier to analyze positive values. We will also give formulas with the opposite sign for calculating positive values of potential vorticity. Note that in this case, it will be positive under the condition of a resting, stably stratified ocean in the northern hemisphere (Bryan, 1987).

Let us consider variations of formulas for calculating potential vorticity encountered in practice. Например, в работе (Smilenova et al., 2020) uses the following formula (2.19):

Рассмотрим вариации формул для расчёта потенциальной завихренности, встречающиеся на практике. For example, in the work Smilenova et al. (2020) the following formula is used (2.19):

$$PV = \frac{1}{g}(f + \zeta)N^2 + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \rho}{\partial y} \right), \quad (2.19)$$

where  $g$  – gravitational acceleration;  $u, v$  – the zonal and meridional components of velocity.

In the paper by Bosse et al. (2019), the formula (2.20) for polar coordinates is given:

$$PV(r, z) = \frac{1}{g}(f + \zeta)N^2 - \frac{1}{g} \frac{\partial v_{\theta}}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial r}. \quad (2.20)$$

When switching to Cartesian coordinates, the following formula (2.21) can be obtained:

$$PV = \frac{1}{g}(f + \zeta)N^2 - \frac{1}{g} \left( \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial y} \right), \quad (2.21)$$

where  $b = -\frac{g\rho}{\rho_0}$  – the buoyancy force.

### Comparison of two approaches

It is often assumed that Rossby (1940, 1938, 1936) and Ertel (1942c, 1942b, 1942a; Schubert et al., 2004) independently derived the law of conservation of potential vorticity. However, according to the author of the fundamental review article (Samelson, 2003), this is not the case. Let us mention the main points.

In the article (Rossby, 1936) Rossby derived the law of conservation of motion of Lagrangian particles for a shallow water model. He showed how relative vorticity is related to the depth of the flow according to conservation law. In the article (Rossby, 1938) he generalized the law of conservation of potential vorticity for a continuously stratified hydrostatic fluid. These conclusions are repeated in a slightly different form in (Rossby, 1940), where the author directly introduced the term "potential vorticity".

In 1942, Ertel published several short articles where he derived a set of potential vorticity theorems for ideal non-hydrostatic compressible fluids (Ertel, 1942a, b, c; Schubert et al., 2004). Ertel used the potential temperature (for a "dry" atmosphere) to determine the potential vortex. The idea of using density in the case of incompressible motion of a stratified (in terms of density) fluid was most likely first proposed by K. Truesdell (Truesdell, 1951).

Rossby's articles, published earlier than Ertel's articles, testify to the primacy of Rossby, not Ertel. Nevertheless, the well-known theorem on the conservation of potential vorticity is today named after Ertel, since it is most often used in Ertel's formulation.

Ertel's results are more general than Rossby's and are formulated using vector calculus and standard Eulerian vertical coordinates, whereas Rossby used quasi-Lagrangian, isopycnic, or isentropic surfaces.

In the course of the study, we calculated Ertel's potential vorticity using three formulas: (2.18), (2.19) and, (2.21). It was found that the results differ slightly from each other (on average, the difference is about  $10^{-13}$ ), therefore, for the conditions of the Lofoten basin, it is advisable to use a simpler formula (2.18).

The final calculations of Ertel's and Rossby's potential vorticity, given in Chapter 5, were carried out according to formulas (2.18) and (2.13), respectively. As an example, Figure 2.3 shows the results of calculations using these formulas for the entire World Ocean at a depth of 500 meters. Note that the figure shows Ertel's potential vorticity modulus, whereas in reality the entire northern hemisphere has negative values, and the southern hemisphere has positive values. This is caused by the influence of the Coriolis parameter  $f$ , which has opposite signs in different hemispheres. Further in this study, the module of the potential vorticity of Ertel will also be given.

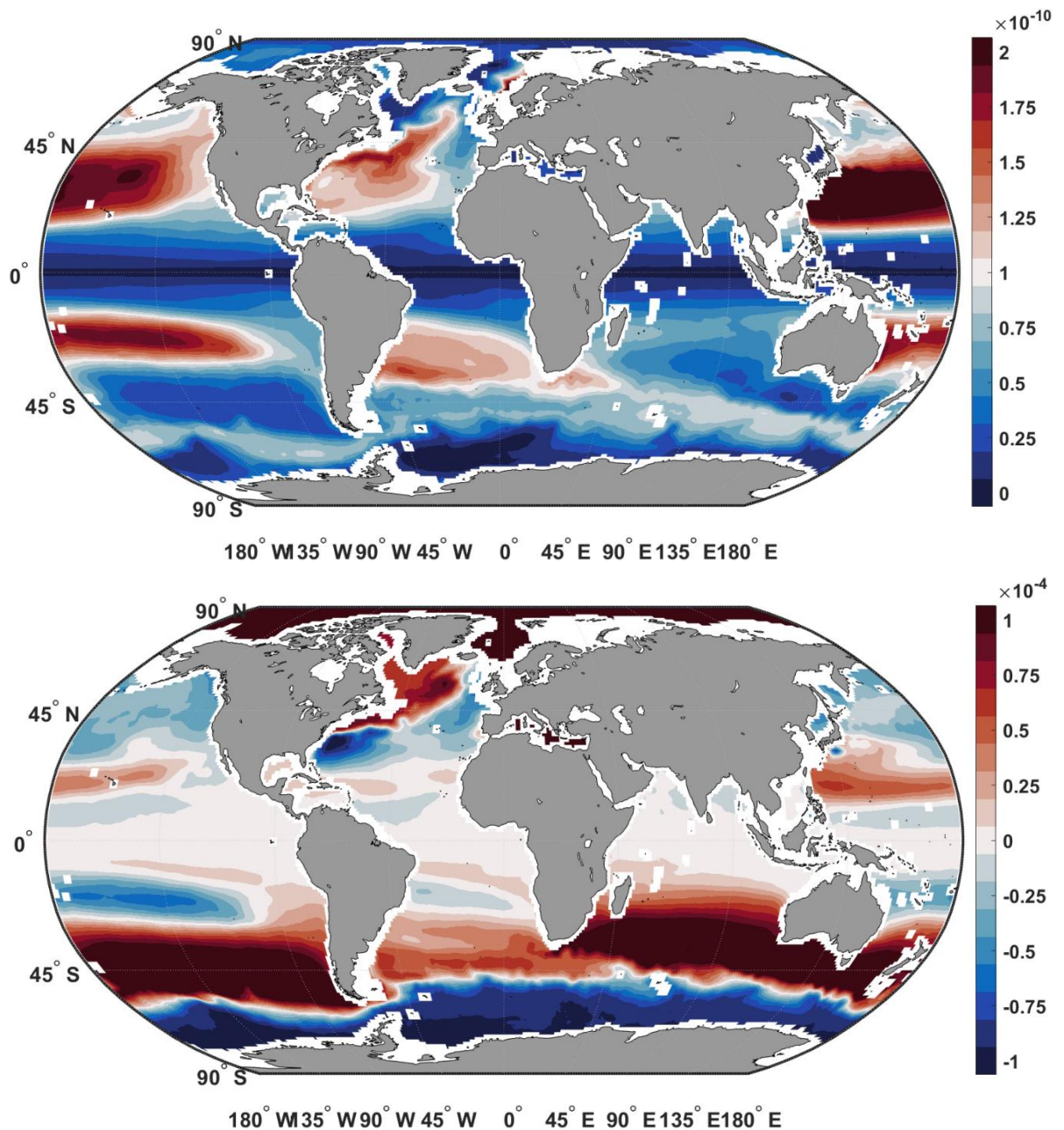


Figure 2.3. Ertel's potential vorticity modulus,  $\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$  (top), and Rossby's potential vorticity,  $\text{s}^{-1}$  (bottom) at a depth of 500 meters according to GLORYS data, averaged over the period from 1993 to 2019

#### 2.2.4. Identification of the Lofoten vortex boundaries and calculation of vortex size

Currently, there is no standardized method for identifying the boundaries of the vortex. The most common methods are the selection by isopycnic / isothermal surfaces or by maximum velocities (gives low estimates of the vortex radius). In addition, it is desirable to take dynamic characteristics into account when selecting a vortex, so relative and potential vortices can also be used. It should be remembered that the methods are very conditional, all criteria are determined

empirically for a particular vortex, and in general, the obtained values (the volume of the vortex, its vertical and horizontal dimensions) should be considered not absolute values, but as relative values that well reflect the time variability of a particular vortex.

The following empirical criteria were chosen to isolate the Lofoten vortex: relative vorticity  $\zeta < -5 \cdot 10^{-6} \text{ c}^{-1}$  (Figure 2.4a–d, yellow), and potential vorticity  $PV < 4 \cdot 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ c}^{-1}$  (Figure 2.4a–d, red). To cut off the region of small values of potential vorticity that are deeper than the lower boundary of the vortex, we also added a criterion for the potential density  $\sigma < 1027,96 \text{ kg/m}^3$  (Figure 2.4a-d, blue). The thermodynamic equation of seawater TEOS-10, implemented in the Matlab programming environment, was used to calculate the potential density and Brunt-Väisälä frequency required for calculating the potential vorticity.

We considered the region located in the range of 69-71° N, 1-6° E. Further, masks of all regions satisfying the listed conditions were selected (Figure 2.4e-f, yellow). But what if other anticyclonic vortices are observed in the area under study, for which the set criteria are also fulfilled? In most cases, the Lofoten vortex is much more intense than other anticyclonic vortices in this region, i.e. it has the greatest negative relative vorticity. Vertically, the minimum relative vorticity is observed, as a rule, in the surface layers, but most of the year (on average 7-8 months) the vortex core is isolated from the surface. In the articles (Fer et al., 2018; Travkin, Belonenko, 2019; Zinchenko et al., 2019) it was shown that the cores of mesoscale eddies are usually located in the 300-600 m layer. For this reason, the point with the lowest relative vorticity at a depth of 417 m (approximately in the middle) was chosen as the center of the Lofoten vortex (Figure 2.4e–h, red cross). In rare cases, when the smallest relative vorticity was observed outside the selected mask, the pairwise distance between this point and all other mask cells was determined, and then the cell located at the smallest distance was selected. It is important to note that the minimum relative vorticity is always observed in the Lofoten vortex, so it is necessary to check at the appropriate stages of calculations. Next, the associated three-dimensional areas were selected and assigned labels. Cells were combined into one area only if they shared a common face; if the cells only shared an edge or vertex, they were distinguished as different areas. The Lofoten vortex was defined as the region containing the point previously defined as the center of the vortex.

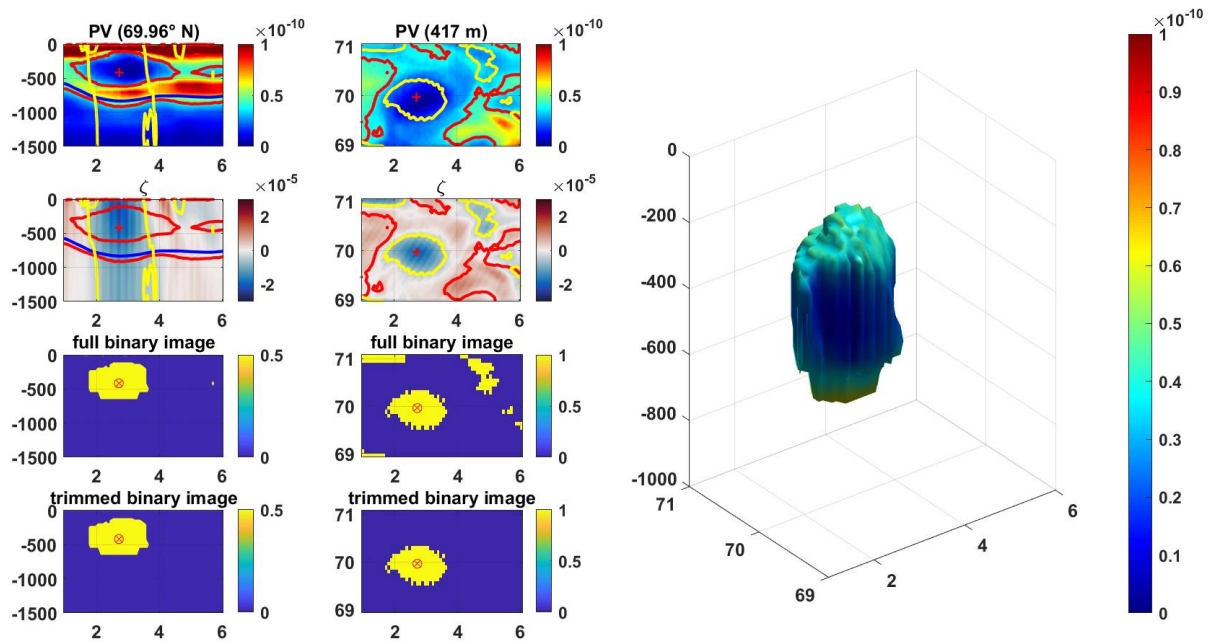


Figure 2.4. Potential vorticity (a, b), relative vorticity (c, d), the mask of all regions satisfying the specified conditions (e, f), and the mask of the Lofoten vortex (g, h) on the vertical and horizontal sections. The shape of the Lofoten vortex core (i), color shows potential vorticity. A red cross marks the center of the Lofoten vortex. Figures are shown for July 2007 (monthly averages).

We also calculated the height of the vortex core and its diameter. The diameter of the vortex was determined at each horizon by approximating its boundary with a circle (Bucher, 2021), and then the largest diameter was selected. The core height was determined by the difference between the minimum and maximum depth at which the vortex was detected. The vortex volume was calculated as the integral value of the volumes of each cell in which the vortex was determined. The volume of each cell was found as the product of the area of its base (i.e., the area of the corresponding grid cell of size  $0.083^\circ \times 0.083^\circ$ ) and the height of the cell.

### CHAPTER 3. BAROCLINIC ROSSBY RADIUS OF DEFORMATION IN THE NORWEGIAN AND GREENLAND SEAS

The baroclinic Rossby radius of deformation is the fundamental length scale at which the effects of rotation become as important as the effects of buoyancy (Gill, 1986b). The baroclinic Rossby radius is a key concept for studying most processes of mesoscale and synoptic dynamics of the atmosphere and ocean, in particular, vortices, waves, as well as fronts, upwelling, etc. The importance of this concept follows from the fact that separate studies have been devoted to the baroclinic radius of deformation and its variability (Stepanov, 2017; Alenius et al., 2003; Cai et al., 2008; Sueyoshi, Yasuda, 2009; Chelton et al., 1998; Emery et al., 1984; Fennel et al., 1991; Houry et al., 1987; Kurkin et al., 2020; Nurser, Bacon, 2014; Osiński et al., 2010; Saenko, 2006).

In this chapter, we analyze the spatio-temporal variability of the baroclinic radius of deformation for the waters of the Norwegian and Greenland Seas, the area was limited by the coordinates 64°-83° N, 40° W – 30° E. According to Chelton climatology (Chelton et al., 1998), the baroclinic deformation radius in the studied water area is not exceed 11 km, and for most of the water area is 6-8 km, which corresponds to the estimates (Fer et al., 2018; Nurse, Bacon, 2014) for this region. However, this region is an area of deep winter convection. In the Norwegian Sea, the depth of the mixed layer can reach 1000 m (Fedorov et al., 2019; Bosse et al., 2018; Fedorov et al., 2021; Spall, 2010), and in the Greenland Basin – 2000 m (Fedorov et al., 2018; Bashmachnikov et al., 2021; Wadhams et al., 2002). In Chelton climatology, about half of the values for the study area are missing. The radius of deformation  $R_d$  was calculated by the formula (Chelton et al., 1998):

$$R_d = \frac{1}{\pi f(\varphi)} \int_{-H}^0 N(z) dz . \quad (3.1)$$

The theoretical aspects of calculating the Rossby deformation radius are described in detail in Section 2.2.1.

#### 3.1. Emergence of the concept

The concept origin of "deformation radius" should be sought in the writings of Bjerknæs, who was the first to link the dynamic characteristics of particles in synoptic formations with the *radius of curvature* (der Kriimmungsradius) of the surfaces on which these particles move (Bjerknæs, 1937). It was at Bjerknæs in 1937 that such a concept as an oscillation (Wankungen) and wave (Welle) appeared. At the same time, Bjerknæs uses a certain small, "seed" wave motion as a mechanism for the formation of cyclones. However, this analysis of dynamic equations is

rather qualitative in nature and relates to the atmosphere. This approach was further developed in the works of Carl Rossby, in which large-scale movements of atmospheric masses were considered from the point of view of fluid mechanics (Rossby, 1937, 1938, 1939).

Rossby (1938), on the contrary, built mathematical models for a vertically homogeneous ocean, while he used the term "deformation radius" to analyze the response of the ocean to short-term wind action. This term currently sounds like "Ekman pumping". Rossby did not have any waves in 1938, although the term deformation radius appears. But it appears as a kind of curvature of the ocean surface to wind action, which is different from what Bjerknes put into this term. Finally, Rossby formulated and justified the concept of "deformation radius" as the radius of curvature of the corresponding current line at the point for which vorticity was determined through the equations of motion in 1940 (Rossby, 1940). Thus, the scale of deformation, when the Coriolis force is balanced by the buoyancy force, is determined through the radius of curvature. This explains why a certain horizontal scale of spatial variability in the study of synoptic and mesoscale processes is called the radius.

In the future, approaches to estimating the corresponding scale of variability appeared, free from estimating the curvature of the current lines, however, the historical continuity in the name is preserved, and the Rossby deformation radius is also called the baroclinic deformation radius.

### 3.2. Spatial variability

Figure 3.1 shows the spatial distribution of the deformation radius. It can be seen that the maximum values of  $R_d$  are observed in the Lofoten basin (up to 10.9 km) and the deep part of the Fram Strait (up to 10.5 km). Also, significant values  $R_d$  are typical for the Norwegian Basin (up to 9.7 km), the southern part of the Danish Strait (up to 9.9 km), as well as in the northeast of the region. Note that here we have given the maximum values for the entire study period, but the average values of  $R_d$  in these areas do not exceed 9 km.

In general, the distribution of radii corresponds well to the bottom topography of the region – the maxima are located at the greatest depths (~3250 m for the Lofoten basin and ~4000 m for the Norwegian Basin and the northern part of the region). This is not surprising:  $R_d$  directly depends on the depth, so the maximum radius values correspond to the deepest parts of the water area under consideration.

However, the Greenland Basin, which is the deepest of the three, is a surprising exception. The depth in the central part of the Greenland Basin reaches 4846 m, but the average values of  $R_d$  are only 3.5-4 km. The reason for such small values of  $R_d$  is the buoyancy frequency ( $N$ ), which



should be significantly lower than in neighboring basins, since the Coriolis parameter ( $f$ ) has a uniform zonal change. In turn, the frequency of buoyancy depends on the density of water and its vertical gradient. The Greenland Basin is an area of deep convection that reaches 2000 m (Fedorov et al., 2018; Bashmachnikov et al., 2021; Wadhams et al., 2002) and occurs at negative density gradients. As a result, the root expression of the Brunt-Väisälä frequency turns out to be negative, and the characteristic on the calculated horizon is assumed to be zero, and this leads to low values of  $R_d$  calculated by the formula (3.1).

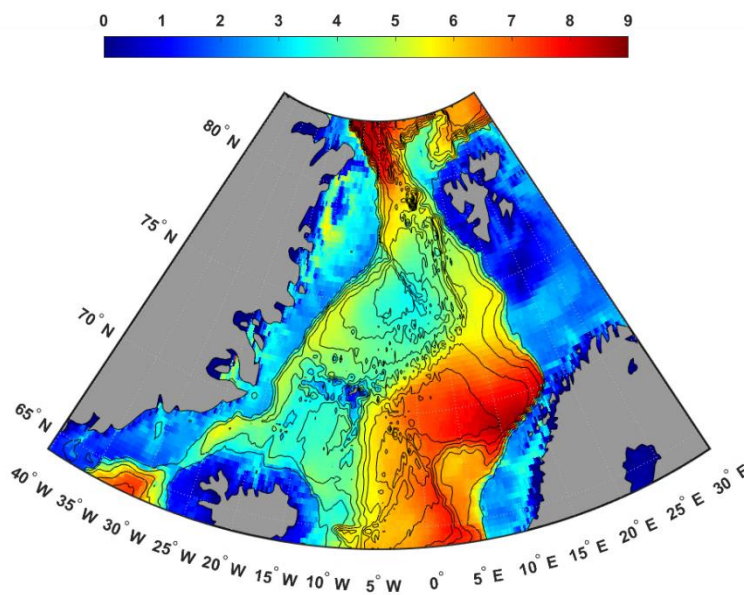


Figure 3.1. Average baroclinic Rossby radius of deformation (in km) for 1993-2018 (color scale) and bathymetry (contour lines). Isolines are drawn every 500 m

It is important to note that the spatial distribution of  $R_d$  also agrees well with the scheme of the Atlantic meridional overturning circulation (Fig. 1.1). The main water exchange between the North European Basin and the North Atlantic occurs through several "faults" in the Greenland-Scottish Ridge (Østerhus et al., 2001). Mostly warm surface Atlantic waters flow through the Iceland–Scotland section into the Norwegian Basin, but about 12% flow through the Danish Strait (Østerhus et al., 2001). Large  $R_d$  values are observed here, since warm Atlantic waters significantly increase the density gradient due to the relatively high water temperature, especially in the upper layers. Next, the Atlantic water flows into the Lofoten basin, which is a powerful thermal reservoir in the region due to isopycnic advection (Rossby et al., 2009; Novoselova, Belonenko, 2020), and also due to the eddy advection (Zinchenko et al., 2019; Gordeeva et al., 2020; Köhl, 2007; Volkov et al., 2015), which leads to an increase of the length of time the Atlantic waters in the hollow. It is due to this that the maximum deformation radius is observed in the Lofoten Basin, even though

deep convection occurs there, as in the Greenland Basin. Further, part of the Atlantic waters enters the Barents Sea, and the other part enters the Arctic Ocean through the Fram Strait, where a powerful vertical temperature gradient is formed due to surface warm Atlantic waters and subsurface cold Arctic waters (Meyer et al., 2017). The reason for the low values of the deformation radius in the Barents Sea is probably its small depth.

### 3.3. Seasonal variability

Chelton in his article (Chelton et al., 1998) developed  $R_d$  climatology for the entire World Ocean, however, as mentioned above, without taking into account the effects of stratification temporal variability. This is a significant disadvantage since most areas of the World Ocean are characterized by seasonal variability in the buoyancy frequency.

Consider the seasonal variability of the baroclinic deformation radius for the area under study. Figure 3.2 shows the radius distributions for February and August. It can be seen that the highest values of  $R_d$  are reached in the warm season (July – September), and the lowest – in the cold (January – March), which is associated with an increase in water temperature and density gradients in the summer. Table 3.1 shows the average and maximum values of  $R_d$  in different months. It can be seen that, on average, seasonal variability varies within 1-2 km, and the maximum values are reached either in the Lofoten Basin or the Fram Strait.

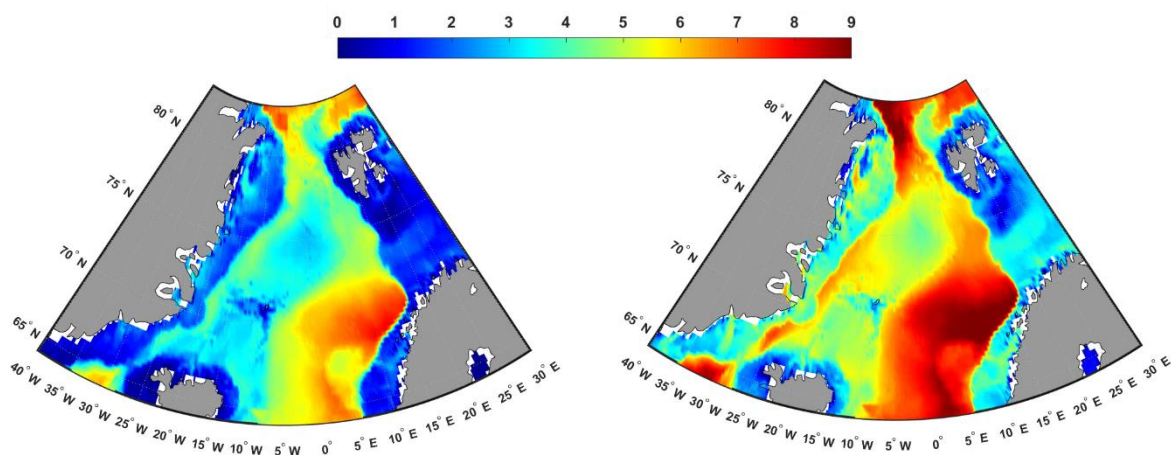


Figure 3.2. Baroclinic Rossby radius of deformation (in km) in February (left) and August (right), averaged over 1993-2018

Table 3.1. Maximum and average values of the baroclinic Rossby radius of deformation based on monthly average data. The last line shows the location of the maximum («LB» – Lofoten basin, «FS» – Fram Strait). The largest values are highlighted in red, and the smallest values are highlighted in blue.

	Jan	Feb	Mar	Apr	May	Jun	Jul	Aug	Sep	Oct	Nov	Dec
<b>mean</b>	3.32	3.32	3.32	3.48	3.72	4.07	4.71	4.99	4.94	4.54	4.15	3.76
<b>max</b>	8.30	7.96	8.88	9.23	9.28	9.46	9.92	9.89	9.70	9.31	9.32	9.00
<b>Location</b>	LB	LB	FS	FS	FS	FS	FS	FS	LB	LB	LB	FS

In the paper (Kurkin et al., 2020), the seasonal variability of the baroclinic Rossby radius of deformation in the Baltic, Mediterranean, Black, and Okhotsk Seas was investigated. The authors concluded that seasonal variability has a strong influence on the first baroclinic Rossby radius mainly in shallow and coastal areas, and in deep-water areas the influence of seasonal stratification changes on the radius can be neglected. However, our study does not confirm this conclusion. Figure 3.3 shows that the greatest differences between the radii in winter and summer are observed in the Danish Strait (3-3.5 km), as well as in the Fram Strait, which is the deepest part of the area (more than 4.5 km). In general, the western part of the study area is more susceptible to seasonal variability. It is in this place that the deep Atlantic waters flow back to the North Atlantic (Raj, 2013).

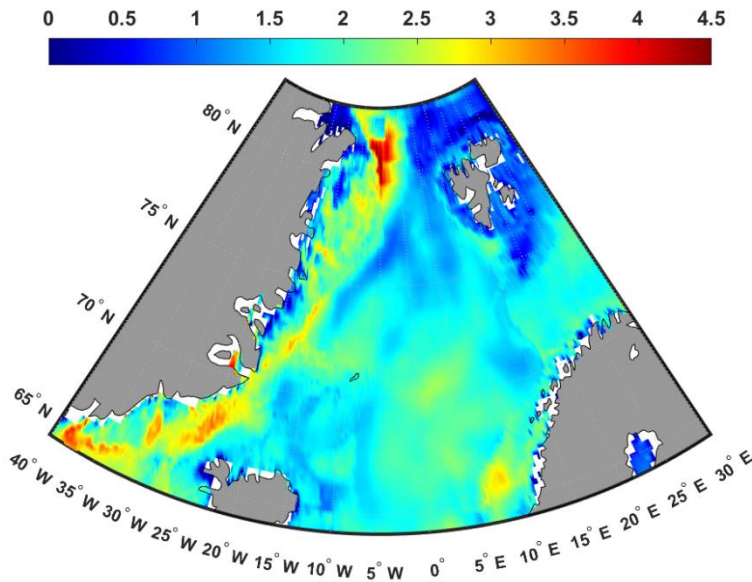


Figure 3.3. The difference between the average baroclinic Rossby radius of deformation (in km) in February and August.

### 3.4. Interannual variability

The authors of the articles (Saenko, 2006; Sueyoshi, Yasuda, 2009) modeled potential  $R_d$  changes in the future based on various general circulation models and concluded that zonally averaged  $R_d$  values will increase at almost all latitudes by the end of the XXI century, due to global climate change. At the same time, the greatest absolute increase in radius is predicted precisely at low latitudes, where  $R_d$  values are already large, whereas, in middle and high latitudes, the increase in  $R_d$  is not so significant, but amounts to 10-20% (Saenko, 2006).

Let us consider how the deformation radius changes in the studied area in the period from 1993 to 2018. Figure 3.4 shows the distributions of the average and maximum values of the Rossby baroclinic deformation radius over the years. Note that all values are obtained based on average annual data. It can be seen that over the 26 years of observations in the region as a whole, there has been an increase in both average and maximum  $R_d$  values. At the same time, the average values increase by  $\sim 0.013$  km in 10 years, and the maximum values increase by  $\sim 0.069$  km in 10 years. According to the Student's criterion, both trends are significant. The highest maximum values were in 2002 (9.22 km) and 2015. (9.34 km) were observed in the Lofoten basin.

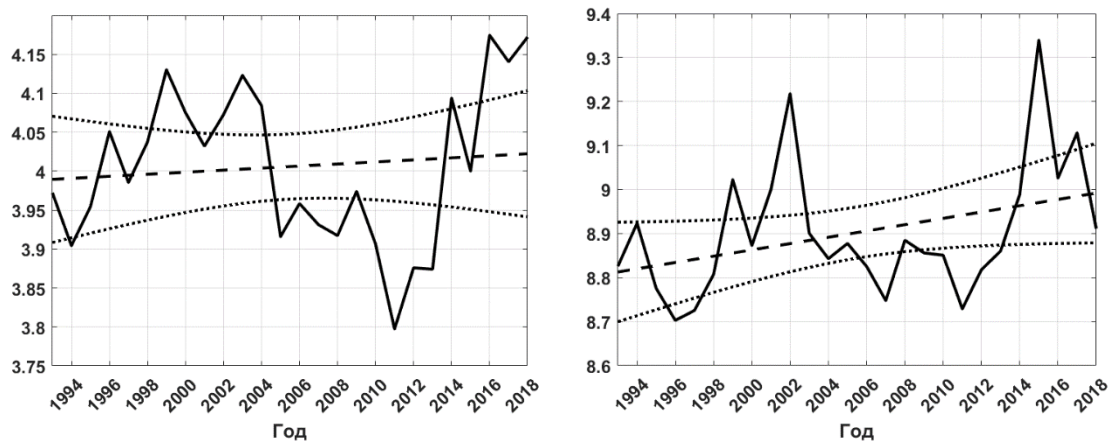


Figure 3.4. Average (left) and maximum (right) values of the baroclinic Rossby radius of deformation over the years in the study area. The dotted line is a linear trend, the dotted line is a 95% confidence interval.

### 3.5. Difficulties encountered in calculating the deformation radius

Calculating  $R_d$  is often not an easy task. The problem is that it is not always possible to determine the Brunt-Väisälä frequency from TS profiles. As a rule, such problems, which are also mentioned in the article (Chelton et al., 1998), arise in shallow water or in shelf areas where it is impossible to discretize the density on the profile and, accordingly, calculate the buoyancy frequencies. During convection, when the stratification is unstable and the subcortical expression of the buoyancy frequency is negative, we assumed the stratification to be neutral, i.e.  $N = 0$ .

If we use the approach of a two-layer ocean model, it becomes difficult to determine the depth of the boundary between the layers. For example, in the work (Belonenko et al., 2016), the authors used the depth of the maximum Brunt-Väisälä frequency, but for our region, when trying to perform calculations using a similar technique, it turned out that there are a large number of points where the maximum frequency of buoyancy was observed on the surface. This is probably due to the release of the daily thermocline to the surface. This leads to the problem of automatic allocation of the main pycnocline, which is a separate and very non-trivial task. We also tried to use the depth of the upper quasi-homogeneous layer as a boundary, but due to large seasonal and spatial changes in the characteristics, we were unable to obtain satisfactory results. For example, in the Greenland Basin, the upper quasi-homogeneous layer can reach 2000 m (Fedorov et al., 2018; Bashmachnikov et al., 2021; Wadhams et al., 2002), in the Lofoten Basin - 1000 m (Fedorov et al., 2019; Bosse et al., 2018; Fedorov et al., 2021; Spall, 2010), whereas in neighboring areas (or in summer, when there is no convection), its depth may be only a few tens of meters. Nevertheless, the efficiency of this approach was shown by the example of the Northwestern Pacific Ocean in the work (Belonenko et al., 2016). Fer et al. (2018) also used this method to calculate the deformation radius in the Lofoten basin, however, the authors used a fixed depth of  $h_1$  in a specific period and did not consider intra-annual variability.

## CHAPTER 4. ISOPYCNIC ANALYSIS OF THE LOFOTEN ISLANDS BASIN

### 4.1. The isosteric surfaces depth

Figure 4.1 shows the obtained average depths of occurrence of all four  $\delta$ -surfaces s41, s31, s21, and s07 in the spring period. Let us turn to the figure. On the surface of s41, there is a slight decrease in the area of the Vøring Plateau, and the Svalbard Trough is also partially visible. The first decrease has a bathymetric character, while the second is associated with the flow of Atlantic waters directed toward Svalbard (Rossby et al., 2009). A similar pattern is observed on the surface of s31; however, two small closed depressions appear here: one in the center of the Lofoten basin and the other near the Lofoten Islands. The boundaries of the shallow-water area move to the northwest, following exactly along the southern slope of the Mona ridge. On the surface of s21, two depressions merge with the predominance of the first, and the total diameter of the closed depression increases. Such a depression in the Lofoten basin is referred to in an article (Rossby et al., 2009) as a "large thermal pool". The maximum depth is observed in the center of the basin and slightly exceeds 800 meters, which is about 200 meters more than on s31. The north-western border shifts even more behind the Mona Ridge. The deepest surface of s07 repeats the features of s21, there is only an even greater expansion of the depression and a decrease in the deepest point by more than 250 m. Thus, the maximum depth on this surface is more than 1050 m and is reached in the area of the Lofoten vortex.

On the three upper surfaces, there is a thickening of isolines near the Mona ridge. In general, on all  $\delta$ -surfaces, there is a deepening of the surfaces in the direction from northwest to southeast, while the contours are often located parallel to the main forms of the relief of the studied area – the Mona ridge, the Vøring plateau, the shoreline of the Scandinavian shelf. It is important to note that surfaces exist all year only at depths exceeding 100-200 m, while at lower depths they periodically disappear during the spring heating period and then reappear.

The above images differ somewhat from the results obtained by Rossby et al. (2009). According to our calculations, a closed depression in the center of the Lofoten basin is already observed on the  $\delta$ -surface of s31, whereas in the work (Rossby et al., 2009) it appears deeper – on s21. In addition, the depth maxima obtained by us are on average 100 m greater than in the above study (except s41).

Note that in the Lofoten basin, the increase in the depths of the isosteric surfaces in Figure 4.1 occurs in the direction from west to east: the surfaces are inclined to the east, as it were. This means that the deepening of Atlantic waters in the basin occurs in the direction from west to east. At the same time, vortex advection occurs mainly in the opposite direction (Zinchenko et al., 2019;



Gordeeva et al., 2020; Köhl, 2007; Volkov et al., 2015). Multidirectional processes contribute to an increase in the duration of the Atlantic waters in the basin and strengthen its role as a large reservoir of heat in the region.

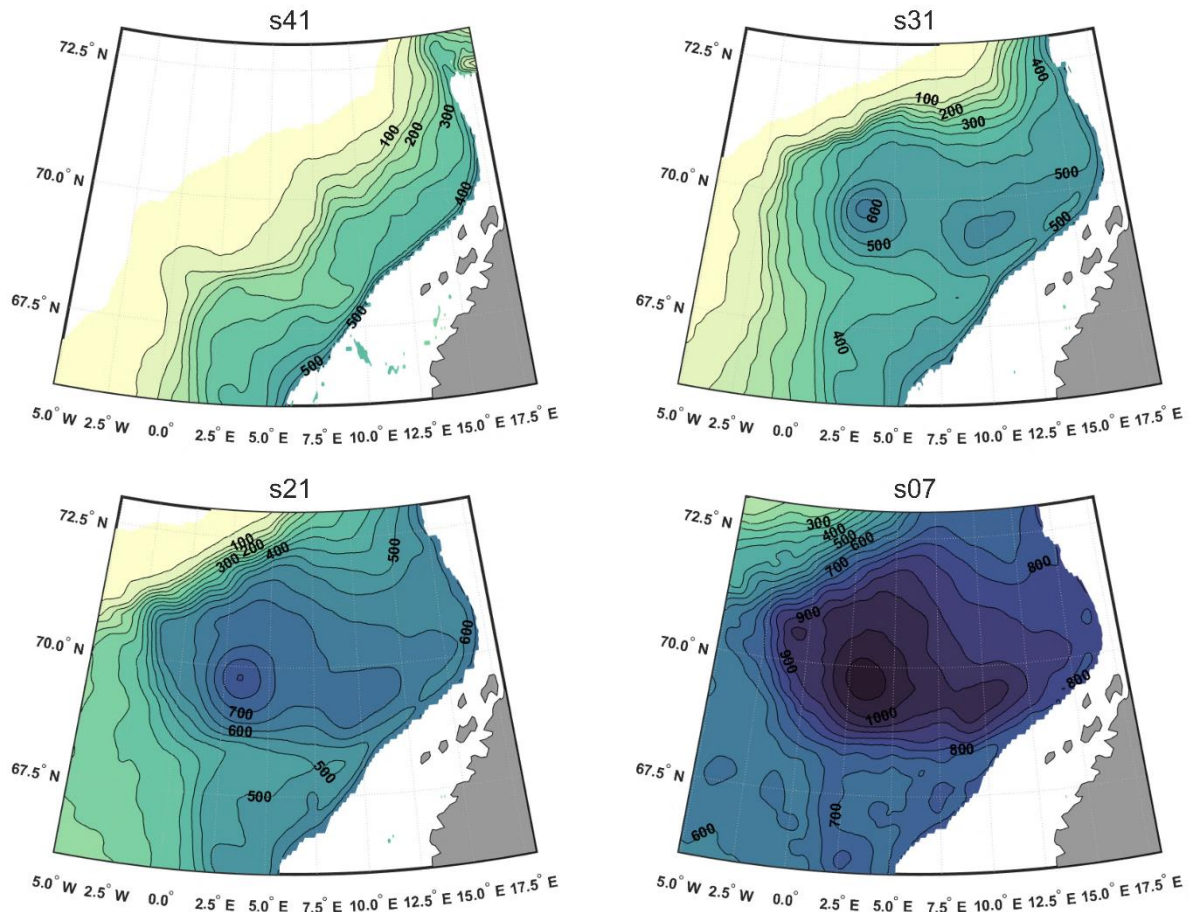


Figure 4.1. Average annual depth of  $\delta$ -surfaces s41, s31, s21, and s07 in spring. The isolines are drawn every 50 m and signed after one. The minimum depth depicted in color is 0.5 m

#### 4.2. Distribution of the thermohaline characteristics on the isosteric surfaces

We found that on each of the four  $\delta$ -surfaces, temperature, and salinity have a similar pattern, so in the future, we analyze only the temperature distributions on isosteric surfaces. Figure 4.2 shows that the warmest (and, consequently, salty) water on the surfaces s41 and s31 is located in the north and northwest of the water area and decreases by 1-2 °C to the south, and the location of the isotherms is close to the zonal with an elevation to the northeast. However, on s21, the distribution changes: in the northwest, a band of the highest values of 3 °C stands out, decreasing uniformly to the northwest (the isotherms are almost parallel), and in the southeast, a vast area with a water temperature not exceeding 2.5 °C is formed, elongated with a characteristic bend

towards the location of the Lofoten vortex. The surface of s07 is characterized by an almost uniform temperature distribution with low values near zero, where the spread between the maximum and minimum values does not exceed 0.6 °C, and with a slight increase in the west and east of the region. These results differ from the temperature distributions on isosteric surfaces obtained from climatological data (Rossby et al., 2009), where the shift of thermal anomalies to the northeast near the Svalbard Trough is recorded and continues in the Barents Sea.

We also note some similarity with the main landforms, which is also observed in Fig. 4.1: on the surfaces s41 and s31, the isolines 5.5 °C (for s41) and 4 °C (for s31) bend around the Voring plateau and follow parallel to the eastern slope of the Lofoten basin. On the surface of s21, there is a condensation of isolines parallel to the Mona ridge. However, this is where the similarity ends, and in other respects, the structure of the temperature (and salinity) distribution differs significantly from the isolines of the depth of the  $\delta$ -surfaces shown in Figure 4.1.

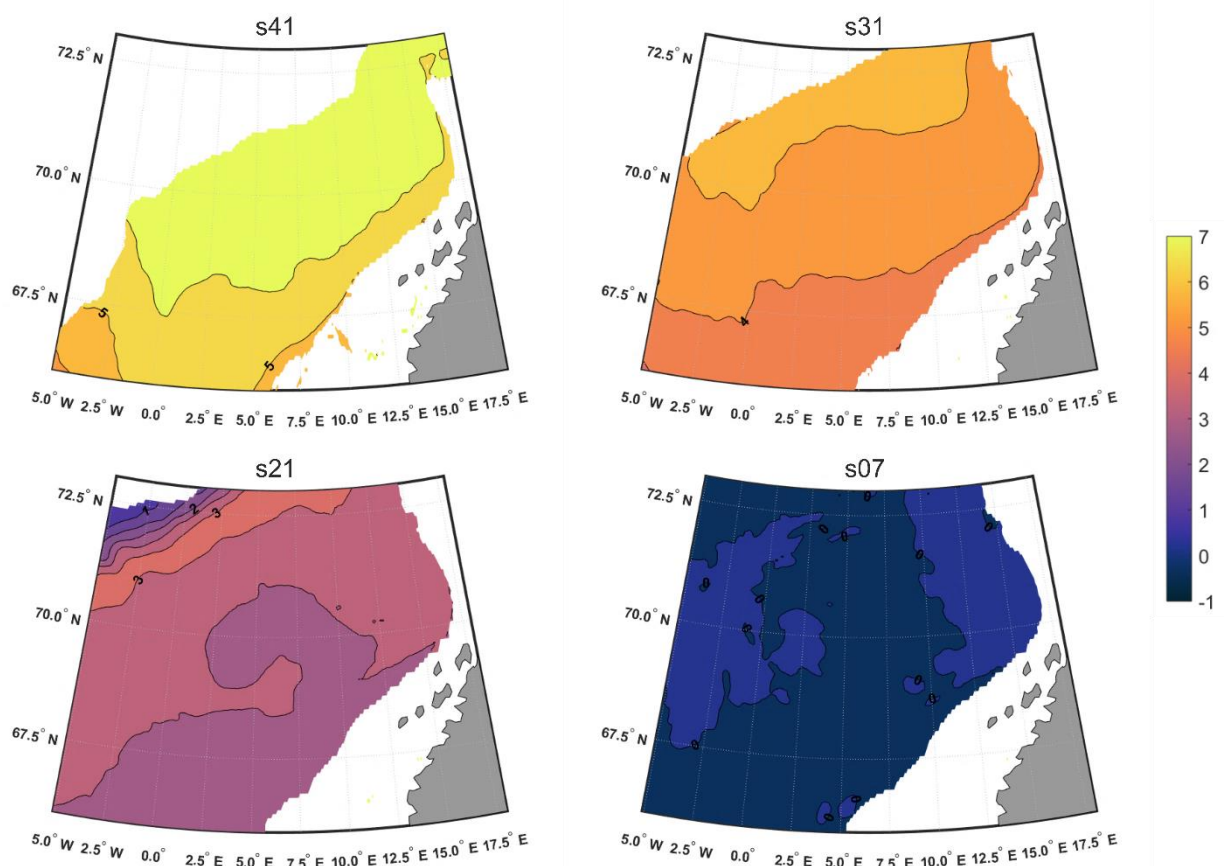


Figure 4.2. Average annual distributions of water temperature on  $\delta$ -surfaces s41, s31, s21, and s07 in the spring period. The isolines are drawn every 0.5 °C and signed after one



### 4.3. Interannual variability of isosteric surfaces

We have constructed maps of average annual depths for  $\delta$ -surfaces and corresponding temperature distributions for the period 1993-2018 (a total of 208 cards in 26 years). It was found that on each of the surfaces of s41, there is a slope of the isolines to the northeast and a deepening in the direction of the Scandinavian shelf. Since 2014, there has been an "offensive" of small isolines (50-100 m) to the northwest and an increase in the area buried to 500 m in the east, as well as the formation of a depression in the area of the Lofoten vortex. This is most evident in 2016. These features of the surface s41 are also characteristic of s31, s21, and s07 to some extent.

The variability of the maximum depth of isosteric surfaces is shown in Figure 4.3a. It should be noted that the maximum depths at the surface of s41 are reached in the eastern part of the water area, unlike the surfaces of s21 and s07, where the maximum depths correspond to the location of the Lofoten vortex; on the surface of s31, the maximum depths in different years corresponded to different areas: in 2000, 2003-2007, 2009, 2010, 2013-2018 – in the Lofoten vortex area, and other years – in the east of the area. The temperature distributions on the surfaces differ in considerable diversity, but everywhere there is a condensation of isotherms in the direction of the Mona ridge and a shift in the region of maximum values either to the northeast or to the north.

Figure 4.3a shows that the maximum depth on three surfaces (except the shallowest s41) was observed in 2010. It is interesting to note that it is 2010 that stands out as the year with the deepest convection, which was recorded by 6 ARGO profiles in the area of the Lofoten vortex. The maxima in Figure 4.3 also correspond to the observations of deep convection recorded in 2000, 2013, and 2016. (Fedorov et al., 2019). However, the areas of high depths at the surface s07 (Fig. 4.3b) do not correlate with the years of maximum convection. The largest areas were recorded in 1994, 2003, 2009, and 2014. Deep convection events can likely manifest themselves in different ways: either by the maximum depths of the upper quasi-homogeneous layer in a small limited area, or by smaller depths, but extending to a larger horizontal scale.

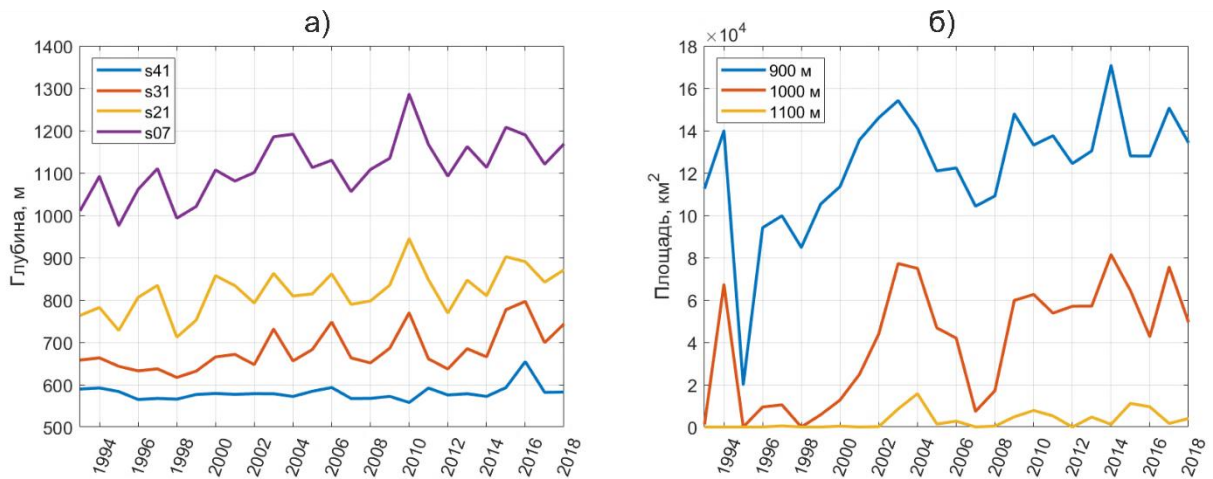


Figure 4.3. Interannual variability of the maximum depth of 4 isosteric surfaces (a); the region area bounded by isobaths of 900, 1000, and 1100 m on the surface of s07 (b)

Consider the isosteric surface s07, on which the anomaly of specific volume is  $0.7 \cdot 10^{-7} \text{ m}^3/\text{kg}$  (potential density  $\sim 28.04 \text{ kg/m}^3$ ). This surface is located deep enough, its maximum depth in most cases exceeds 1000 m.

In the center of the Lofoten basin, isopycnal surfaces are sinking, which is probably due to an increase in the volume of lighter surface and intermediate Atlantic waters. To estimate the magnitude of this sinking, we calculated the approximate volume of water bounded by the surface s07 and the isobath of 1000 m, dividing the area into several columns of liquid. Figure 4.4 shows a schematic section of the isopycnal surface s07, illustrating this. The volume of each column of liquid was found as the product of the area of its base  $S_n$  (that is, the area of the corresponding cell of the coordinate grid measuring  $0.083^\circ \times 0.083^\circ$ ) by the height  $H_n$  (the isopycnal surface depth minus 1000 m). To get the final volume, all the values obtained were summed up. Thus, the calculations were carried out according to the formula  $V = \sum S_n H_n$ , where  $H_n$  is the isopycnal surface depth relative to the selected horizon (in our case 1000 m);  $S_n$  is the area of one cell of the coordinate grid ( $0.083^\circ \times 0.083^\circ$ ), where the surface depth is more than 1000 m;  $n$  is the number of the liquid column.

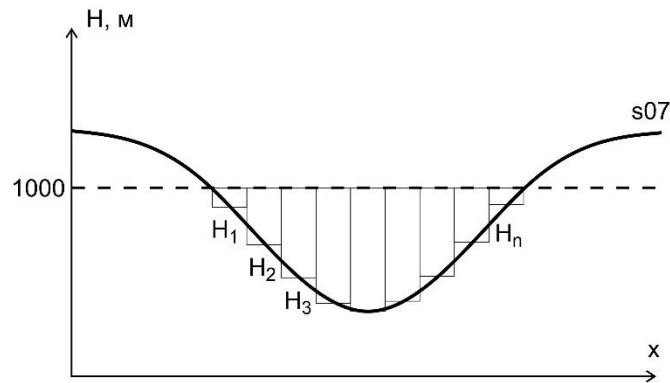


Figure 4.4. Schematic section of the isopycnal surface  $s_{07}$

Figure 4.5 shows the volume of the sinking of the isopycnic surface  $s_{07}$ , located deeper than 1000 m. The intense convection observed in the Lofoten basin in the winter of 2010 and recorded in the observations of Argo buoys manifested itself in an increase in the volume of water limited by the  $s_{07}$  surface and the 1000 m isobath. An abnormal increase in volume was observed in 2004, but this year is not covered by Argo observations. Also, an abnormal increase in volume was recorded in 2010 and 2011, after intense convective events. An increase in the volume of surface and intermediate Atlantic waters occurs due to convection, displacing the underlying waters, and deepening the surface of  $s_{07}$ .

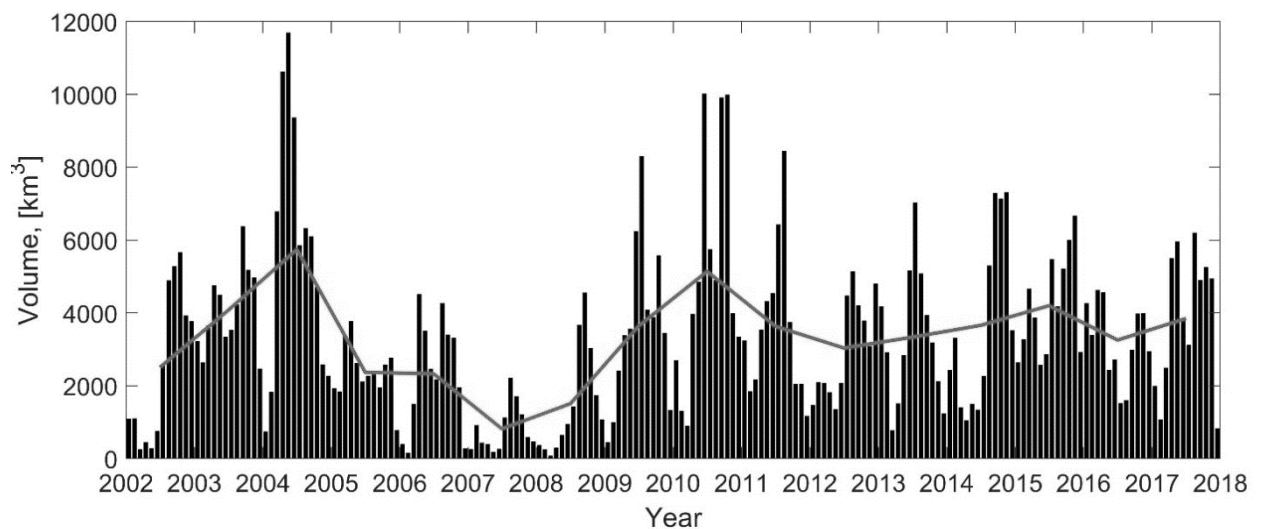


Figure 4.5. The volume of water is limited by the surface  $s_{07}$  and the isobath of 1000 m (in  $\text{km}^3$ ). The line illustrates the average annual volume

#### 4.4. Seasonal variability of isosteric surfaces

As expected, in seasonal variability, the greatest changes occur in the upper layers and, accordingly, are characteristic of the  $s_{41}$  surface. Figure 4.6 shows that in winter the surface of  $s_{41}$  extends over the entire basin with maximum depths up to 500 m near the Scandinavian shelf. In the center of the Lofoten basin, the maximum depths do not exceed 300 m. In the middle of the basin, the surface of  $s_{41}$  bends upwards in a narrow strip, dividing the basin's water area into two parts, which is most likely due to the boundaries of the main NwASC jets. It should be noted that a similar pattern is observed only in winter and only on the surface of  $s_{41}$ . In spring, in the northwest, the surface of  $s_{41}$  is exposed, and the isolines are almost parallel to the coastline. However, by summer they gradually deepen towards the center of the Lofoten basin, reaching maximum depths in winter (Fig. 4.6). In summer and autumn, the surface increases in size and covers the entire water area.

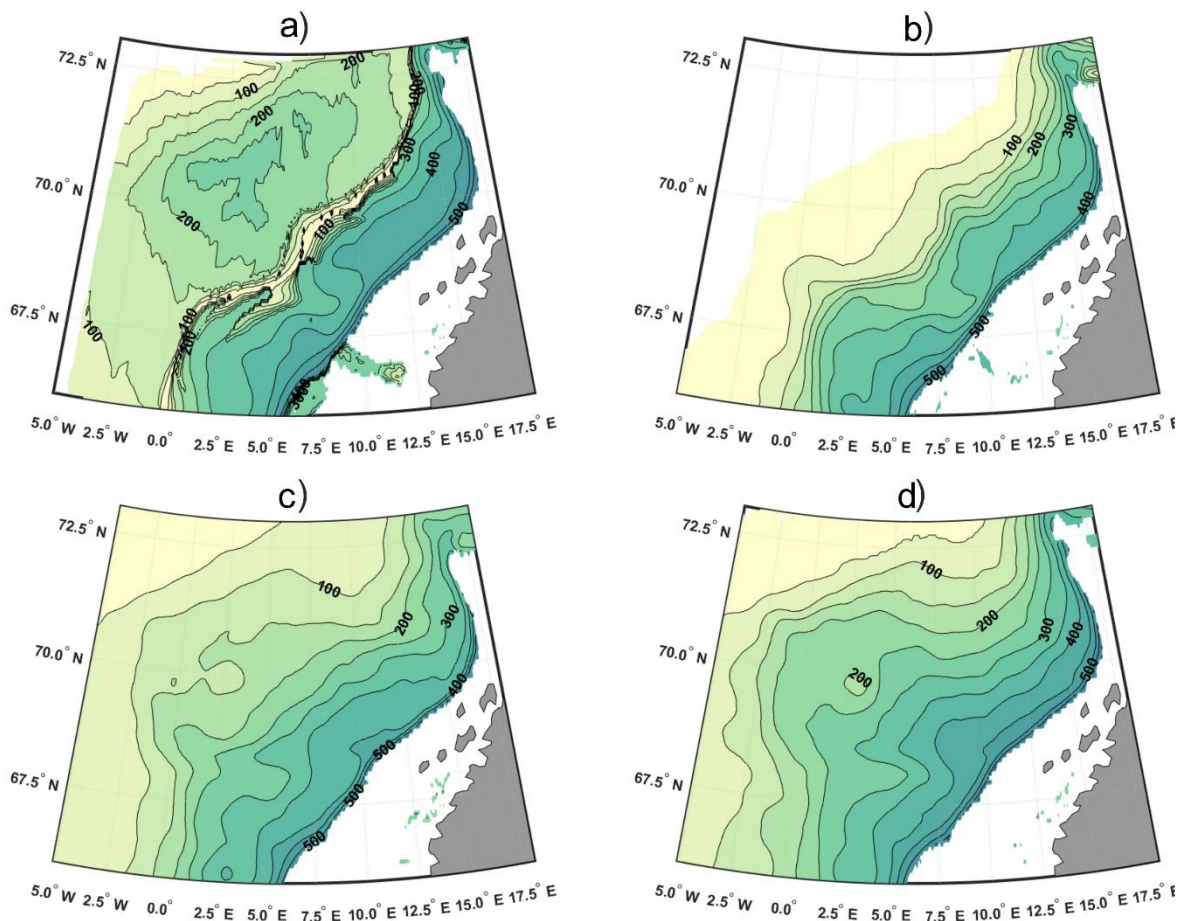


Figure 4.6 – Average annual  $\delta$ -surface  $s_{41}$  depth in winter (a), spring (b), summer (c), and autumn (d). Isolines are drawn every 50 m and signed after one. The minimum depth depicted in color is 0.5 m

On the surface of s31 (not shown), a band of low depths (up to 100 m) stands out in winter, separating two deeper areas, similar to the one observed in Figure 4.6a. However, unlike s41, on the surface of s31, the strip crosses the water area from the western side of the Lofoten vortex location area. Perhaps this strip on the surface of s31 separates the NwAFC waters from the rest of the water area. On s31, the deepening in the center of the Lofoten basin is observed throughout the year and reaches a depth exceeding 550 m in winter, 600-650 m in spring and autumn, and 700 m in summer. At the same time, in winter, the deepening of s31 is observed not only in the center of the basin but also somewhat to the east – not far from the Lofoten archipelago. Another feature of s31 is the formation of a deep region connecting the area of the Lofoten vortex with the area of maximum depth gradients of the Scandinavian shelf, called in English-language sources Lofoten Escarpment. Some researchers believe (Rossby et al., 2009) that it is here that mesoscale vortices most often detach from the NwASC and their subsequent drift towards the Lofoten vortex. However, more recent studies have not confirmed this (Zinchenko et al., 2019; Gordeeva et al., 2020). The formation of this specific region begins in autumn with the formation of two centers of the buried regions (see also Figure 4.1), and intensifies in winter, two centers are still observed in spring, but already in summer, they unite into a single area stretched from east to west.

The surface of s21 is almost identical to the surface of s31, but only the depth is 100-200 m more. However, unlike s41 and s31, there are no shallow-depth bands dividing the water area into two parts on the surface of s21. The s07 surface is least susceptible to seasonal variability. As on s31 and s21, on s07 there is a zonally elongated area connecting the Scandinavian slope and with the area of the Lofoten vortex, which Rossby et al. (2009) called the "large reservoir of heat" of the region.

Tables 1 and 2 also characterize the seasonal variability of  $\delta$ -surfaces. For the s41 surface, the maximum depth is reached in the eastern part of the water area near the Scandinavian shelf, and on the other surfaces – in the area of the Lofoten vortex (except several maps for s31, where the maxima are reached in the eastern part of the basin). It turned out that on these surfaces the maximum depth is reached not in winter or spring, as expected, directly during periods of deep convection (Fedorov et al., 2019), but in summer (see Table 4.1). Moreover, the areas with the greatest depths also have a maximum area in summer, and in winter they are minimal (see Table 4.2). This means, on the one hand, a certain inert of changes in the thermohaline characteristics of the Atlantic water masses, and on the other hand, it shows a shift by 1-2 seasons of the influence of deep convection on the shape of isosteric surfaces.

Table 4.1. Maximum depth (m) of the isosteric  $\delta$ -surface for various seasons according to 1993-2018 data

$\delta$ -surface	Winter	Spring	Summer	Autumn
<b>s41, m</b>	591	559	570	587
<b>s31, m</b>	649	620	701	667
<b>s21, m</b>	758	801	848	833
<b>s07, m</b>	1055	1091	1131	1117

Table 4.2. The area of the region on the isosteric surface s07 inside the isobath 900, 1000, and 1050 m for various seasons according to 1993-2018

Characteristic	Winter	Spring	Summer	Autumn
<b>S<sub>900</sub> (s07), km<sup>2</sup></b>	110092	114432	133710	134241
<b>S<sub>1000</sub> (s07), km<sup>2</sup></b>	9774	23902	55089	51024
<b>S<sub>1050</sub> (s07), km<sup>2</sup></b>	713	5862	11367	7748

We also analyzed the seasonal variability of temperature changes on isosteric surfaces (not shown). We will confine ourselves here to brief information on the analysis. On the surface of s41, a maximum temperature exceeding 6 °C is reached in the central part of the basin, and the area of maximum temperatures on all surfaces is elongated in the direction to the northeast. The isotherms also have a slope to the northeast with values gradually decreasing to zero in the direction of the Mohn Ridge. On the surface of s31, the slope to the northeast remains, and the areas of maximum temperatures of 5 °C are even more shifted to the northeast. However, on the surface of s21, the strip elongated to the northeast with maximum values of 3 °C shifts to the northwestern part of the basin, closer to the southern part of the Mohn ridge. In general, the temperature distribution on s21 is fairly uniform throughout the year. Unexpectedly, the maximum temperatures (3 °C) on s21 are observed in winter and spring, and not in summer or autumn, as expected. The temperature minimum (less than 0 °C) on all three surfaces s41, s31, and s21 is also observed in winter with localization at the northern slope of the Mohn ridge, which may be due to the penetration of cold waters of the Greenland Sea. The temperature distribution on the surface of s07 is fairly uniform with values fluctuating around zero.

#### 4.5. Vertical sections of isosteric surfaces

Figure 4.7a shows a vertical section of the  $\delta$ -surface along  $70^\circ$  N, and Figure 4.8 shows the corresponding distributions of thermohaline characteristics. It should be noted that the section along  $70^\circ$  N crosses the Lofoten basin in one of the widest places, passes over its maximum depths, and passes through the area of the most likely location of the Lofoten vortex.

The analysis of Figures 4.7 and 4.8 leads to the following conclusions: (1) there is a strong thickening of isosteres in the coastal region, which is probably due to the continental runoff of fresh waters characteristic of the spring period in these latitudes, forming an area of less salty and, consequently, less dense waters; (2) in general, there is a rise of isosteres with east to west, while there is a characteristic deepening of the surfaces at longitudes  $3^\circ$ - $3.5^\circ$  E, obviously due to the presence of a quasi-permanent Lofoten vortex in this part of the basin (Volkov et al., 2015). In the western part of the section, at deeper  $\delta$ -surfaces (s07, s21, s31), there is a pronounced confinement of the isosteres to the bottom topography (Fig. 4.7b): at  $1.5^\circ$  E and  $1^\circ$  W, where there is a sharp increase in relief, the angle of inclination of the isosteres increases sharply. On the continental slope, the slope of the isoster  $\delta \times 10^7 > 1$  is also significant and directed downward, while the higher the surface is located, the greater the angle of inclination. This is due to the Norwegian current passing in the coastal area.

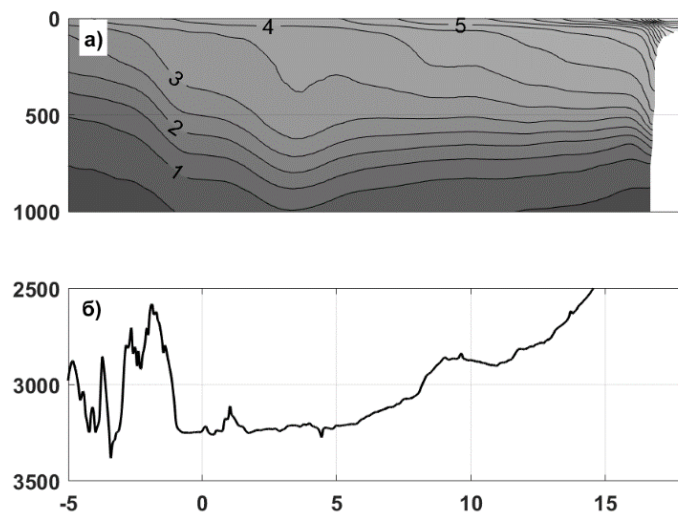


Figure 4.7. Anomaly of specific volume ( $\delta \times 10^7$  m<sup>3</sup>/kg) along the section at  $70^\circ$  N depending on the depth (a) and the corresponding profile of the bottom relief (b). Longitude is shown on the x-axis, depth (m) is shown on the y-axis

Figure 4.8 a, b shows the depth distributions of temperature (a) and salinity (b) along the section at  $70^\circ$  N. The location of isotherms and isohalines in the section under consideration is



very similar. Both isotherms and isohalines have a depression similar to isosteres at a longitude of  $3^{\circ}$ - $3.5^{\circ}$  E at depths of 500-900 m, which corresponds to the position of the lens of the Lofoten vortex. The saltiest layer (more than 35.15 ‰) is located in the eastern part of the section on the subsurface horizon at a depth of  $\sim$  50-300 m. It is caused by the Norwegian Current passing through this place, carrying salty Atlantic waters. Above it, near the shore, there is a desalinated surface layer (up to 34.24 ‰) associated with the continental freshwater runoff. The maximum temperature (more than  $7^{\circ}\text{C}$ ) is observed in the surface layer at longitudes  $10.5^{\circ}$ - $16.5^{\circ}$  E, while the shelf waters are somewhat colder.

The distribution of temperature and salinity was also considered as a function of  $\delta$ , that is, the change in characteristics at different  $\delta$  was considered (Fig. 4.8b, d). The white area on the top left indicates the exit of the isostere to the surface at the corresponding longitude, the similar area on the right is the exit to the mainland slope. First of all, the uniform, almost horizontal arrangement of isotherms is striking (Fig. 4.8c), they correspond well to  $\delta$ , that is, the temperature changes slightly throughout any  $\delta$ -surface (especially in the eastern part of the section). This suggests that the thermohaline structure of the waters in the Lofoten basin is mainly determined by temperature. The distribution of isohalines (Fig. 4.8g) is also close to horizontal, however, a layer of saltier waters is observed between the  $\delta$ -surfaces 4 and 5 ( $\delta \times 10^7$ ), noted earlier when considering changes in salinity by depth (Fig. 4.8b).

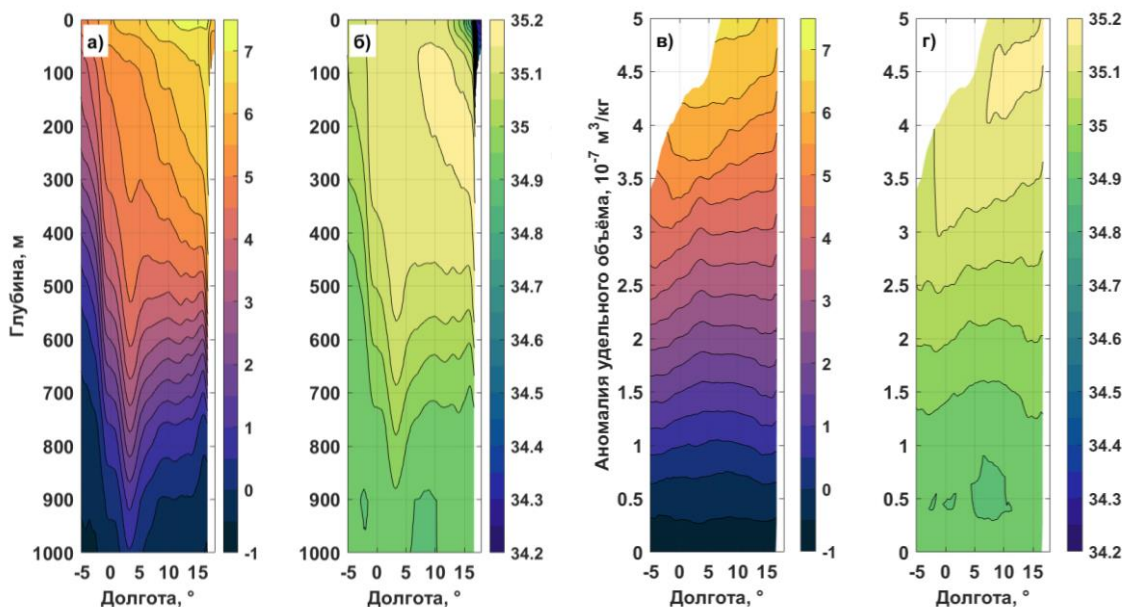


Figure 4.8. Vertical sections of temperature (a) and salinity (б) depending on depth along  $70^{\circ}$  N. Temperature (в) and salinity (г) as functions of the specific volume anomaly. The isolines are drawn every  $0.5^{\circ}\text{C}$  and  $0.05\text{ ‰}$  and signed after one. The averaged data for the spring period 1993-2018 are presented



#### 4.6. Diapycnic mixing and the thermohaline paradox

The paper (Rossby et al., 2009) describes a curious fact that we want to draw the reader's attention to, as it gives an understanding of how the processes of diapycnic mixing and isopycnic advection can be related. This also characterizes the features of diapycnic mixing in the Lofoten basin. The authors noted that on isopycnic surfaces, the warmest and saltiest waters of the North Atlantic Current were found not in the southeastern part of the study area (the Greenland and Norwegian Seas were considered), where this was expected, but much further north, for example, in the Lofoten Basin and south of Svalbard. At the same time, it turned out that the deeper the isopycnic surface lies, the more the temperature maximum for some reason shifts to the north. The authors characterized this paradoxical phenomenon as "an increase in temperature due to cooling." We found this paradox in our study as well.

Interacting with the atmosphere, water gives off heat. Consider a particle of water whose temperature has dropped by, for example,  $0.9\text{ }^{\circ}\text{C}$  as a result of cooling (all figures are conditional). This means that as a result of cooling, the buoyancy of the water particle has changed, since its density has increased, and in the TS diagram (Fig. 4.9), the particle will descend from point A to point A'. Physically, the particle descends and moves to a deeper isopycnal surface corresponding to its new density ( $27.9\text{ kg/m}^3$ ). A characteristic feature of the Lofoten basin is that saltier waters are located in it at the upper horizons, and with depth, the salinity decreases (Bloskhina, Ivanov, 2016). For this reason, a water particle that has descended from a higher horizon (point A') will end up in a saltier environment (point B). Since both points (A' and B) have equal density, it follows that the temperature at point A', despite cooling by  $0.9\text{ }^{\circ}\text{C}$ , will be higher than the temperature of the surrounding water (point B). Thus, while maintaining salinity, the particle, being buried, undergoes a paradoxical "temperature increase as a result of cooling". As correctly stated in the work (Rossby et al., 2009), it is impossible to give an exact movement of the cooled particle on the TS diagram, but a paradoxical temperature increase is very likely, and this cannot but affect the processes of diapycnic mixing in the Lofoten basin.

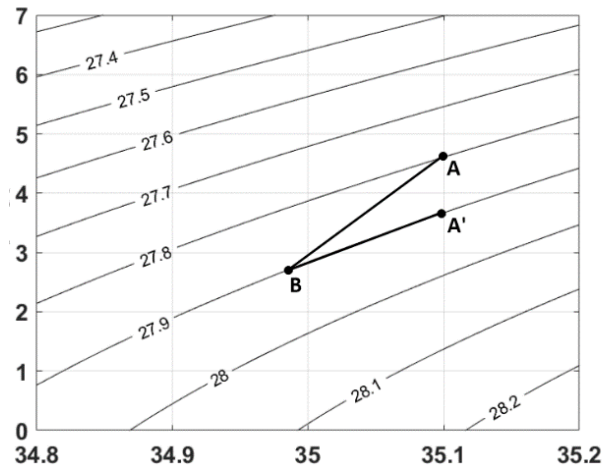


Figure 4.9. TS diagram showing the paradox of "temperature increase due to cooling"

## CHAPTER 5. SEASONAL AND INTERANNUAL VARIABILITY OF VORTICES IN THE LOFOTEN BASIN

### 5.1. Comparative analysis of the dynamic characteristics' distribution in cyclones and anticyclones

To study the dynamic characteristics of cyclones and anticyclones, two vortices were selected, their location is shown in Figure 5.1. On the maps of sea level anomalies, anticyclonic vortices are characterized by an increase in the level, while cyclonic vortices are characterized by a decrease. The changes in the Brunt-Väisälä frequency in vortices were analyzed relative to the so-called background Brunt-Väisälä frequency  $N_0$ . Note that choosing a suitable profile is not an easy task: Figure 5.1b shows that the basin is "dotted" with mesoscale vortices. Indeed, the algorithm of automatic identification and tracking of vortices applied to satellite altimetric data made it possible to detect the manifestation of 166,000 cyclonic and 169,395 anticyclonic vortices in the Lofoten Basin for the period from 1993 to 2017 (Zinchenko et al., 2019). Vortices redistribute heat and salt over the basin's water area (Belonenko et al., 2020), thereby exerting a significant influence, among other things, on changes in the Brunt-Väisälä frequency. Being a transit zone for warm and salty Atlantic waters on their way to the Arctic Ocean, the Lofoten Basin plays an important role in maintaining global Meridional thermohaline circulation in the area where Atlantic waters give off heat to the atmosphere, mix with surrounding waters and undergo the transformation necessary for the formation of deep waters (Naumov, Gordeeva, 2020; Novoselova, Belonenko, 2020). The analysis of mesoscale dynamics, which was carried out on the tracks of long-lived (lifetime of more than 35 days) vortices, revealed 120 cyclonic and 210 anticyclonic individual vortices connected in tracks in the basin (Zinchenko et al., 2019). At the same time, it was found that at least two vortex formation mechanisms can exist in the Lofoten basin: This is either the separation of meanders from the jet of the Norwegian Current, or the generation of vortices on the slopes of the basin, where the flow velocity is low (Bashmachnikov et al., 2018; Gordeeva et al., 2020; Travkin, Belonenko, 2019).

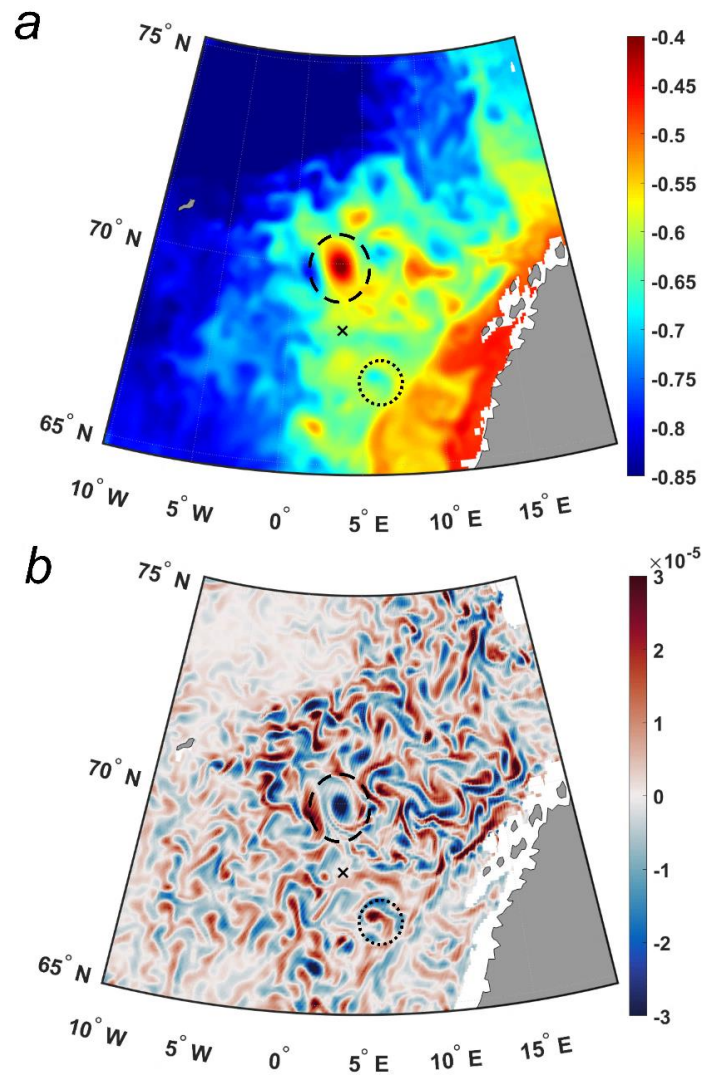


Figure 5.1. Level anomalies, m (a), and relative vorticity at a depth of 100 m, s-1 (b). Black circles show the selected cyclone (dots) and anticyclone (dash). The black cross indicates the location of the point with the profile of the background Brunt-Väisälä frequency

### 5.1.1. The main characteristics of the cyclone

Figure 5.2a shows that the analyzed cyclone (Figure 5.1) is subsurface, while in a layer up to  $\approx 450$  m, the deflection of the isopycnals to the surface reaches 100 m. The highest values of orbital velocities in the cyclone are observed in the surface 300-meter layer and reach 30 cm/s (Fig. 5.2b). The maximum values of relative vorticity are noted up to 500 m, but in general, the dynamic trace of the vortex detected in the relative vorticity can be traced to the very bottom (Fig. 5.2c). At the horizon of 417 m, the spatial scales of the cyclone core, determined by the boundary with zero relative vorticity, are 72.3 km long and 48.8 km wide with an effective horizontal size of  $L_{eff} = \sqrt{ab} = 59,4$  km (Fig. 5.2d) (Zhmur et al., 2021b). The potential vorticity  $\sigma$  has maximum

values of the order of  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  in the region of isopycnal thickening under the cyclone core and partly in the upper subsurface layer. The maximum changes in the Brunt-Väisälä frequency correspond to a layer from 100 to 400 m (Fig. 5.2e). Two areas of isopycnal thickening in the subsurface layer and at a depth of 400-600 m correspond to two areas of elevated  $N_2$  values. Below the subsurface layer, the values of  $\sigma$  are negative; in the figure, both positive and negative extreme values are of the order of  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$  (Fig. 5.2f). It can be seen that the main contribution to  $\sigma$  is given by the 
$$\frac{\partial}{\partial z} \frac{f^2}{N_0^2(z)} \frac{\partial \psi(x, y, z, t)}{\partial z}.$$

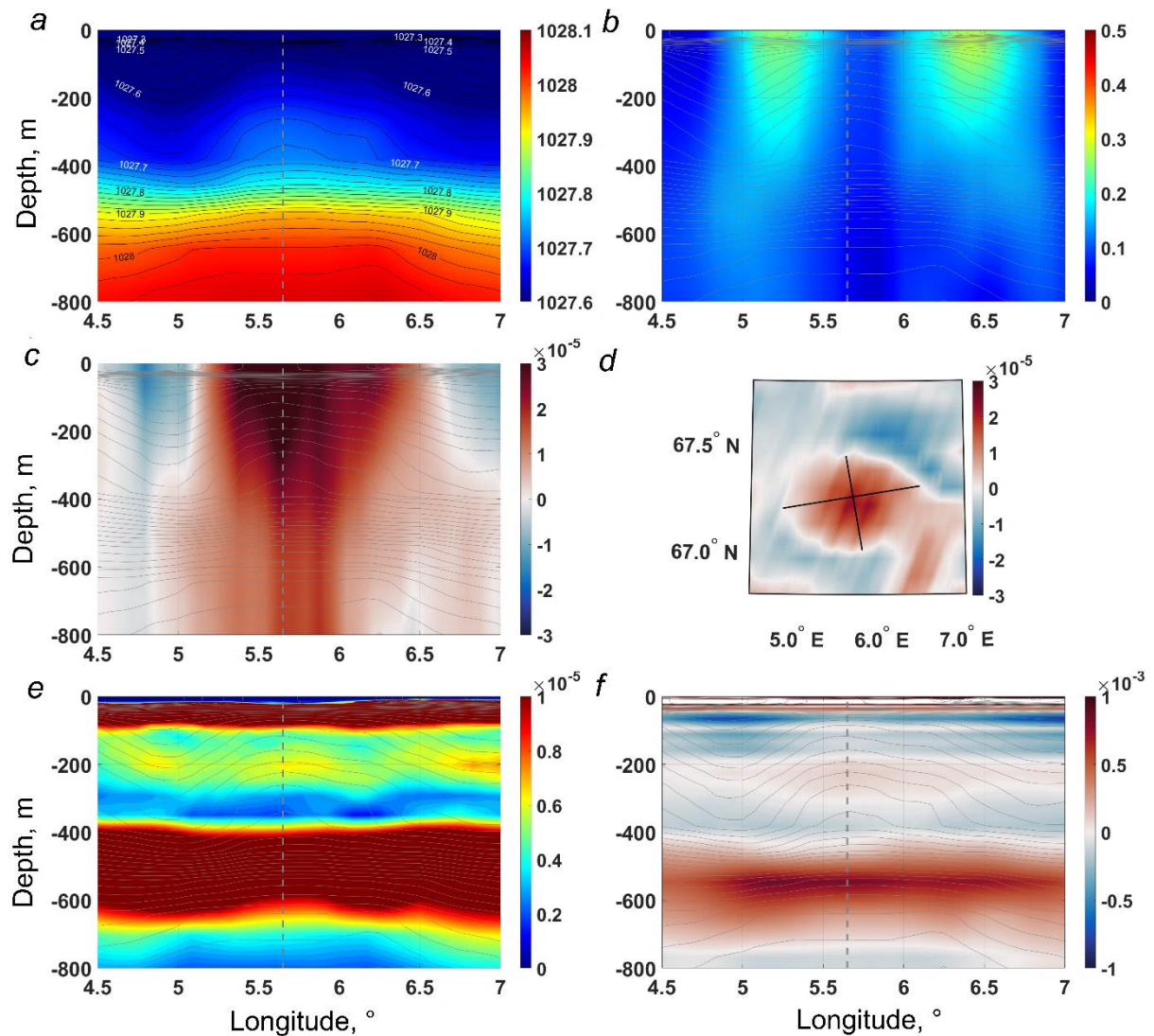


Figure 5.2. Cyclone: potential density,  $\text{kg/m}^3$  (a); orbital velocity,  $\text{m/s}$  (b); relative vorticity,  $\text{s}^{-1}$  (c); relative vorticity at the horizon of 417 m, ellipse axes are shown by black lines (d); square of the Brunt-Väisälä frequency,  $\text{s}^{-2}$  (e); potential vorticity  $\sigma$ ,  $\text{c-1}$  (f). Isopycnals are plotted with gray lines. Vertical sections are made through  $67.25^\circ \text{C}$ . The gray dashed line marks the center of the vortex.

### 5.1.2. The main characteristics of the anticyclone

The anticyclonic Lofoten vortex is a powerful dynamic formation (Figure 5.3a), whose dynamic signal propagates to the bottom (Volkov et al., 2013). The change in thermohaline characteristics is mainly observed in the layer up to 1000 m, and the core is located in the layer 100-800 m. The works (Belonenko et al., 2018, 2014; Sandalyuk et al., 2020) noted the location of the core at depths of 200-800 m. The orbital velocities in the anticyclone exceed 50 cm/s (Fig. 5.3b). The relative vorticity is maximal (modulo) in the core (Fig. 5.3c), but the dynamic signal (negative values of relative vorticity) can be traced to the bottom (3250 m). Figure 5.3d shows that the scale of the anticyclone significantly exceeds the scale of the cyclone not only vertically, but also horizontally:  $a = 108.7$  km,  $b = 67.9$  km with an effective horizontal size of  $L_{eff} = \sqrt{ab} = 85,9$  km. The core of the vortex stands out well in the section of the Brunt-Väisälä frequency (Fig. 5.3e), while in the layers above and under the core, where isopycnal thickening is observed, the values of the Brunt-Väisälä frequency are positive and maximal, and in the core itself they are almost zero everywhere. The section of potential vorticity (Fig. 5.3f) looks similar to the Brunt-Väisälä frequency graph, and the maximum positive values of  $\sigma$  correspond to the areas of isopycnal thickening and reach  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . The minimum negative values are located in adjacent layers, the values are  $-10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . A comparison of the sections  $\text{rot}_z \vec{u}$  and  $\sigma$  shows that the main contribution to

$\sigma$  also gives the summand 
$$\frac{\partial}{\partial z} \frac{f^2}{N_0^2(z)} \frac{\partial \psi(x, y, z, t)}{\partial z}.$$



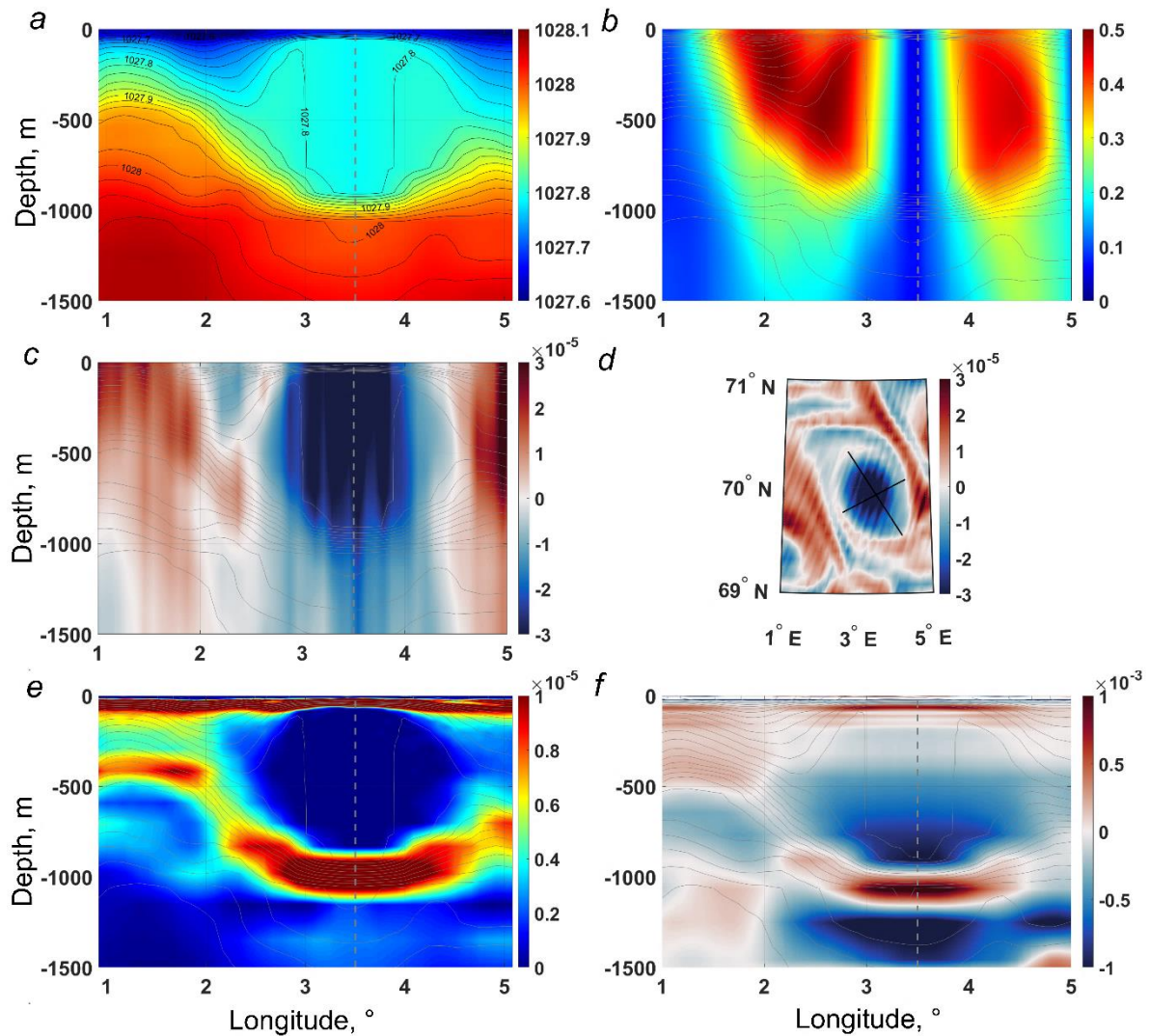


Figure 5.3. Anticyclone: (a), (b), (c) – vertical sections of potential density ( $\text{kg/m}^3$ ), orbital velocity ( $\text{m/s}$ ), relative vorticity ( $\text{s}^{-1}$ ) passing through the anticyclone axis, respectively; (d) – horizontal section at a depth of 417 m relative vortices, ellipse axes are represented by black lines; (e) is the square of the Brunt-Väisälä frequency,  $c^{-2}$ ; (f) is the potential vorticity  $\sigma$ ,  $c^{-1}$ . Gray lines are applied to isopycnals. Vertical incisions are made through  $70^\circ\text{C}$ . The gray dashed line passes through the center of the vortex.

When studying the fields of relative vorticity of cyclone and anticyclone, the presence of a “column” of rotating fluid under the cores of vortex formations attracts attention. This can be observed in Figures 5.2c and 5.3c. Judging by the fact that the “columns” stretched from the lower boundary of the vortex core to the bottom, we can conclude about the barotropic origin of this phenomenon. These “rotating columns” were formed as a result of the response of the ocean to the curvature of the sea surface level by vortices and incomplete compensation of the obtained velocities by the displacement of isopycnals in the sea.

### 5.1.3. The vertical profiles of the Brunt-Väisälä frequency

The vertical profiles of the Brunt-Väisälä frequency in vortices and the corresponding anomalies relative to the background frequency are shown in Figure 5.4. It can be seen that the extremes are reached in the upper 50-meter layer. In the cyclone core in a layer of 100-400 m, a small maximum of anomalies of the Brunt-Väisälä frequency with positive values of anomalies is noted. This is due to the deflection of the isopycnals to the surface. The other maximum is located at the horizon of 500 m, where the isopycnals thicken (Fig. 5.4b). In the core of the cyclone (layer 200-300 m) anomalies of the Brunt-Väisälä frequency relative to the background are positive (Fig. 5.4c). However, it should be noted that both positive and negative anomalies are observed in the core of the cyclone, but positive ones prevail.

In the core of the anticyclone (Fig. 5.4b), vertical changes in the Brunt-Väisälä frequency are practically absent, since the core is almost homogeneous in density (see also Fig. 5.3e), and the anomalies of the Brunt-Väisälä frequency relative to the background frequency are negative (Fig. 5.4c). If we consider the fine details of the Brunt-Väisälä frequency in the anticyclone core, then it should be noted that the two-layer core consisting of two layers almost homogeneous in density, in each of which the relative fluctuations of the Brunt-Väisälä frequency are very small,

is barely noticeable in the image (Fig. 5.4b):  $\left| \frac{N^2(x, y, z, t)}{N_0^2(z)} \right| < 0,01$ . On the 350 m horizon, this

inequality is violated:  $\frac{N^2(x, y, z, t)}{N_0^2(z)} \approx 0,05$ , which indicates a weak jump in density on this

horizon. However, the average value of the relative fluctuations of the Brunt-Väisälä frequency

remains in the same range:  $\left| \frac{N^2(x, y, z, t)}{N_0^2(z)} \right| < 0,01$ .

Thus, in the core of the cyclone, the Brunt-Väisälä frequency increases on average, and in the core of the anticyclone decreases almost to complete uniformity in density.



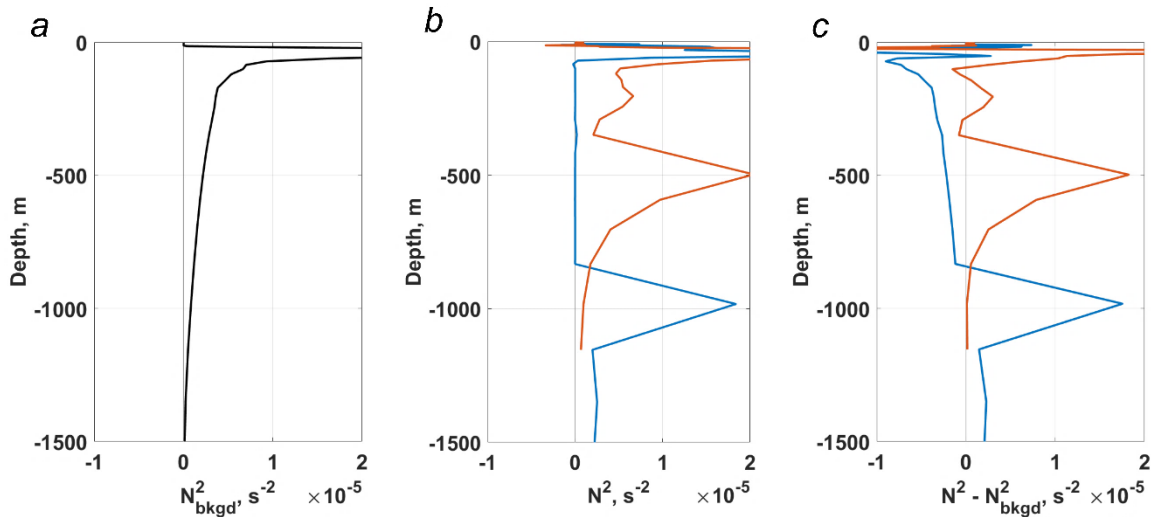


Figure 5.4. Profiles of the square of the Brunt-Väisälä frequency,  $c^{-2}$ : (a) background; (b) in the center of the vortex; (c) anomalies in the center of the vortex. The orange and blue lines refer to the cyclone and anticyclone, respectively.

## 5.2. Analysis of seasonal and interannual variability of dynamic and kinematic characteristics of the Lofoten vortex

### 5.2.1. Seasonal variability of dynamic characteristics of the Lofoten vortex

Let us consider the characteristics' seasonal variability of the Lofoten vortex according to the ocean reanalysis GLORYS12V1 on the example of 2009-2010 (Novoselova, 2022) when abnormally deep winter convection up to 1000 m was observed in the vortex area according to ARGO data (Fedorov et al., 2019). To do this, we will use calculations for September 1, 2009, December 1, 2009, March 1, 2010, and June 1, 2010, in the area bounded by the coordinates 69-71° N, 1-5° E, and highlighted by a black rectangle in Figure 1.2. Vertical sections are oriented zonally and drawn through the center of the Lofoten vortex (table 5.1).

Table 5.1. Coordinates of the Lofoten vortex center

Date	Latitude	Longitude
<b>September 1, 2009</b>	69,9583	2,2083
<b>December 1, 2009</b>	69,9583	3,3000
<b>March 1, 2010</b>	69,7083	3,8750
<b>June 1, 2010</b>	69,8750	3,1250

Figure 5.5 shows vertical sections of orbital velocities in the Lofoten vortex. In autumn, the orbital velocities in the anticyclone are no more than 37 cm/s. By winter, the speeds decrease to 28 cm/s and reach their minimum in spring (25 cm/s or less). In summer, the velocities in the anticyclone are maximum and exceed 50 cm/s.

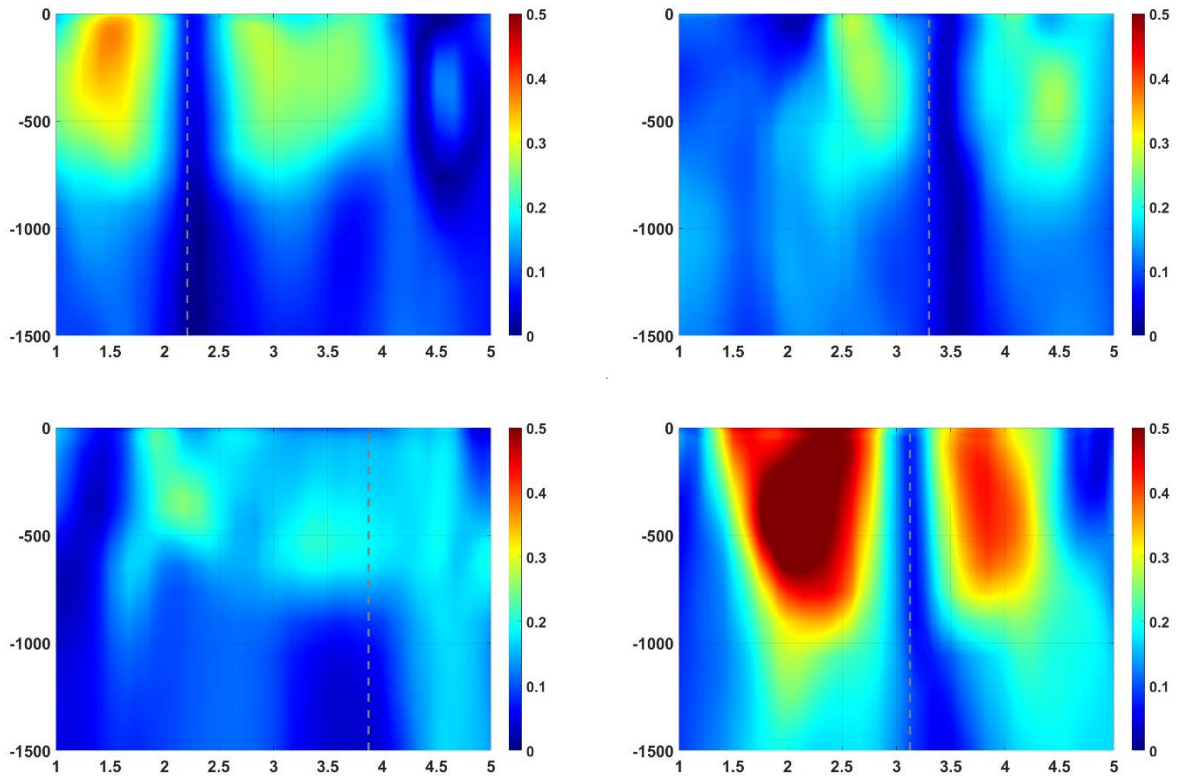


Figure 5.5. Vertical sections of orbital velocities in the Lofoten vortex on September 1, 2009 (a), December 1, 2009 (b), March 1, 2010 (c), and June 1, 2010 (d). The dotted line indicates the center of the vortex

In September (Fig. 5.6a) there is a powerful pycnocline. At a depth of 500-750 m, the isopycnals have the shape of a bowl, which is due to the well-formed lenticular core of the vortex and, accordingly, the mixed waters inside it. In November – December, convection begins in the Lofoten basin (Bloskhina, Ivanov, 2016; Travkin, Belonenko, 2020; Fedorov et al., 2019; Richards, Straneo, 2015; Voet et al., 2010), the mixed layer in the center of the Lofoten vortex gradually reaches the surface. As a result, in December (Fig. 5.6b), the upper quasi-homogeneous layer is about 200-250 m, and in March (Fig. 5.6c), when convection reaches its peak, it exceeds 600 m in the area of the Lofoten vortex. In June (Fig. 5.6d), the thermocline begins to form again, as a result of which the vortex lens loses contact with the surface. The vortex core is pronounced, while it is compressed horizontally, as a result of which there is an increase in orbital velocities, noted earlier in Figure 5.5d. In general, the change in thermohaline characteristics is mainly

observed in the layer up to 1000 m, which is consistent with the results of the article (Sandalyuk et al., 2020).

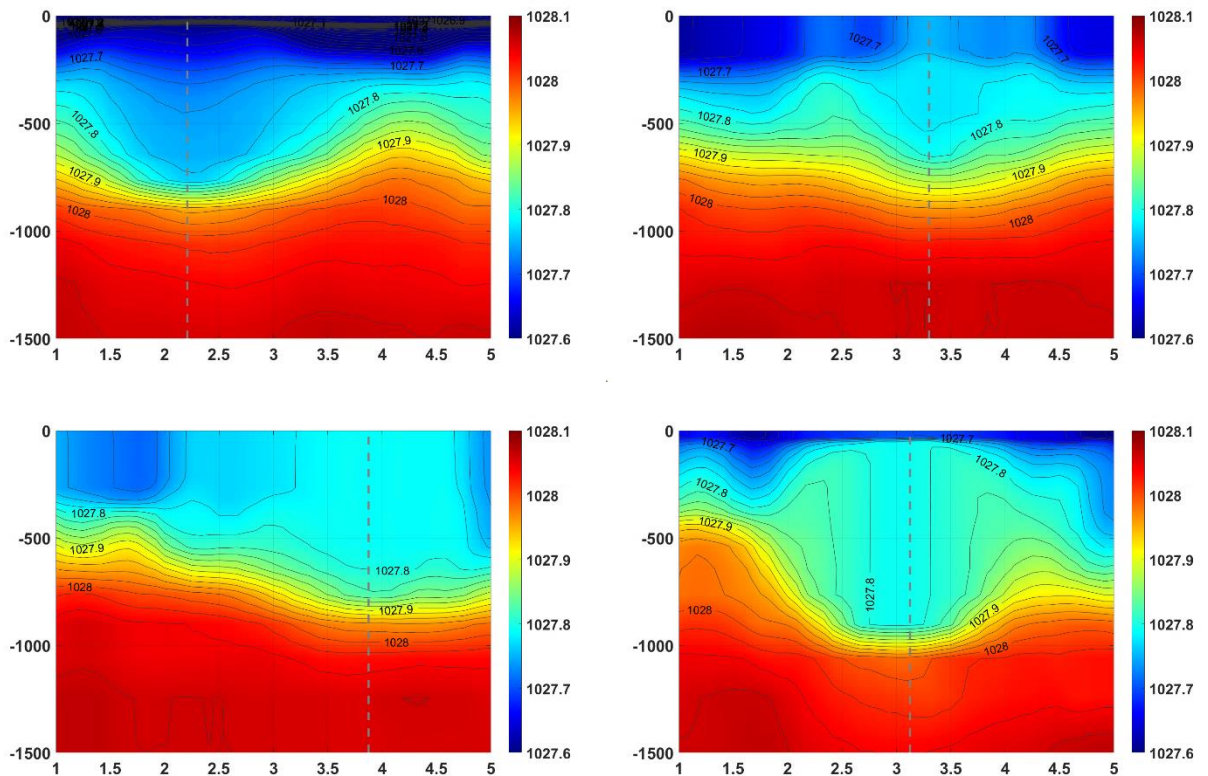


Figure 5.6. Vertical sections of potential density in the Lofoten vortex on September 1, 2009 (a), December 1, 2009 (b), March 1, 2010 (c), and June 1, 2010 (d). Isopycnals are plotted with lines. The dotted line indicates the center of the vortex.

The relative vorticity is determined by the vertical component of the velocity rotor, and the dynamic vortex signal is traced to the bottom throughout the year. This fact is also noted in the article (Volkov et al., 2013). Figure 5.7a shows that in September, the maximum values of relative vorticity are located in a layer limited to 700 m, below which there is a thickening of isopycnals. A more powerful condensation of isopycnals is observed in the surface layer. In winter (Fig. 5.7b), the vortex gradually weakens, and the rotation slows down, but spreads over long distances. In March (fig. 5.7c), when convection reaches its peak (Fedorov et al., 2019), the vortex is weakly pronounced, it regularly decays, there are no clear boundaries, and the negative relative vorticity is small, but occupies large areas. At the same time, relatively intense rotation penetrates to a great depth (up to  $\sim 700$  m). In April, the vortex shrinks again, the relative vorticity increases, and by June (Fig. 5.7d), the relative vorticity takes maximum (modulo) values that reach a depth of 1000-1100 m. It is important to note that, in general, the dynamic signal of the vortex is traced to the bottom throughout the year.

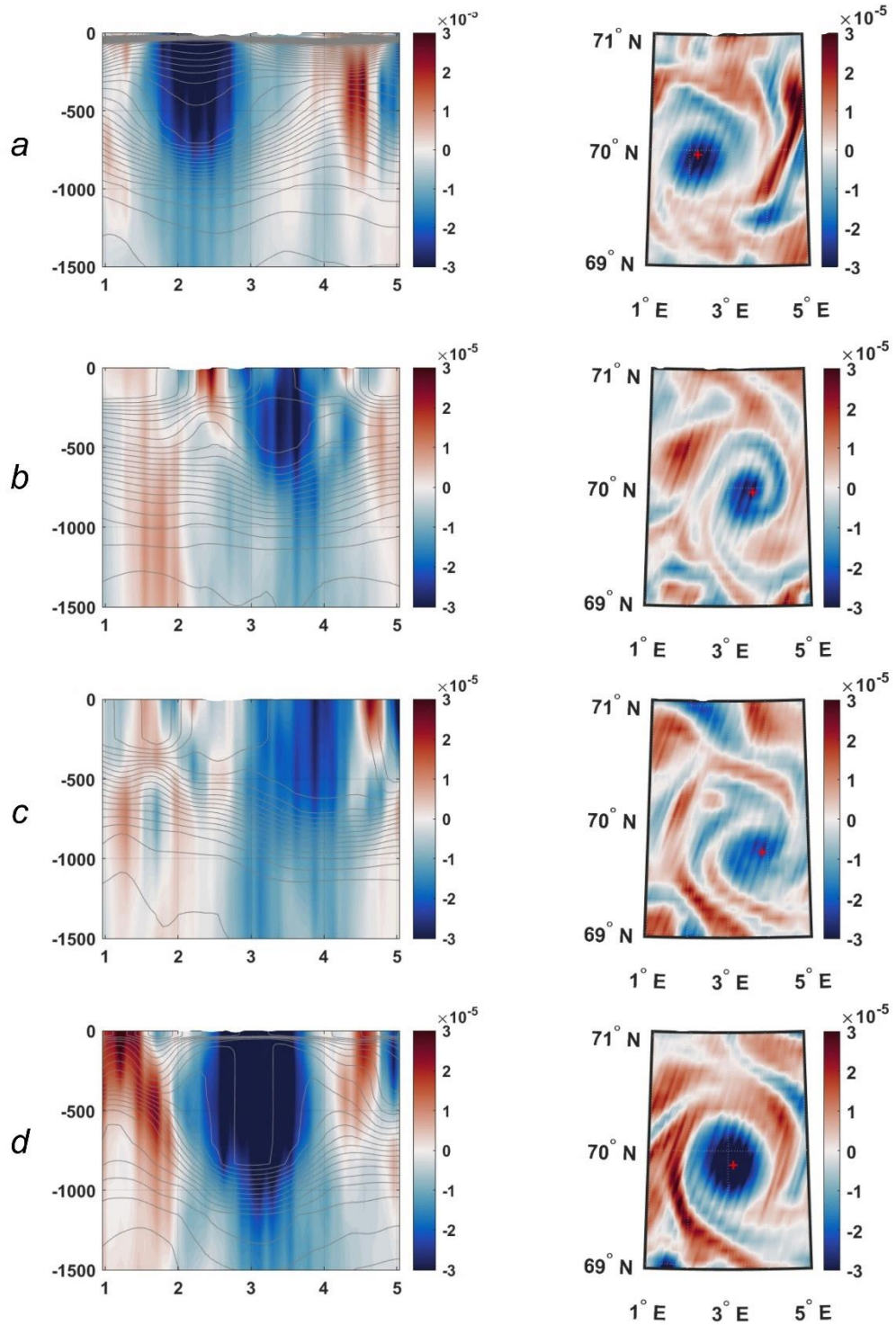


Figure 5.7. Distribution of relative vorticity ( $\zeta$ ) on vertical sections (left) and at a depth of 417 m (right) on September 1, 2009 (a), December 1, 2009 (b), March 1, 2010 (c), and June 1, 2010 (d). Isopycnals are plotted with lines

Consider the seasonal variability of the potential vorticity of Ertel (Fig. 5.8). In September (Fig. 5.8a), the vortex is well developed, the core of the vortex is isolated from the surface, while in this case (September 1, 2009) a two-core structure is observed. Due to the strong anticyclonic vorticity and weak stratification, the potential vorticity in the center of the vortex is 3-4 orders of

magnitude smaller compared to its periphery ( $10^{-14} - 10^{-13}$  in the center of the vortex versus  $10^{-10}$  on the periphery). This distribution of potential vorticity creates a barrier preventing lateral exchange between the vortex core and the external environment (Bosse et al., 2019; Dugstad et al., 2021), as well as contributing to the suppression of turbulent diffusion (Bashmachnikov et al., 2017b, 2015; Hua et al., 2013). The presence of this barrier around the Lofoten vortex was also confirmed by ship data and data from RAFOS buoys (Bosse et al., 2019). Unlike the surface, where such a barrier is regularly destroyed/formed, the layer of increased potential vorticity values at the lower boundary of the vortex is relatively stable throughout the year and is observed on average at a depth of 700 to 1100 meters. In the third decade of November – December (Fig. 5.8b) as a result of the onset of convective processes, the seasonal thermocline is destroyed, the barrier weakens, and lateral mixing and heat flow between the vortex and the environment increases, apparently as a result of dynamic instability and possible merging of vortices (Bosse et al., 2019). The layer of increased values of potential vorticity between the surface and the core of the vortex completely disappears by the end of February – March (Fig. 5.8c), this indicates active interaction with the atmosphere and enhanced heat transfer, which creates favorable conditions for its convective regeneration (Alekseev et al., 2016). The layer of increased values of potential vorticity between the surface and the vortex reappears in the second half of May when the surface water begins to warm up and the formation of a seasonal thermocline, the homogeneous core loses contact with the surface and acquires a lenticular shape. By June (Fig. 5.8d), the vortex is fully formed, it contracts and reaches maximum intensity. During the summer, due to the lack of new portions of water coming from the surface (Alekseev et al., 2016), the horizontal density gradients at the boundaries of the lens weaken, which leads to a slowdown in rotation, vertical compression, and horizontal stretching.

Под нижней границей Лофотенского вихря, на глубине от ~1100 метров до самого дна, находится однородный слой потенциальной завихренности, положение которого практически не меняется в течение года. Согласно статьям (Benilov, 2005, 2004), нулевой градиент потенциальной завихренности в подвихревом слое способствует стабилизации этого вихря.

Under the lower boundary of the Lofoten vortex, at a depth of ~1100 meters to the bottom, there is a homogeneous layer of potential vorticity, the position of which practically does not change during the year. According to the articles (Benilov, 2005, 2004), the zero gradients of potential vorticity in the sub-vortex layer contributes to the stabilization of this vortex.



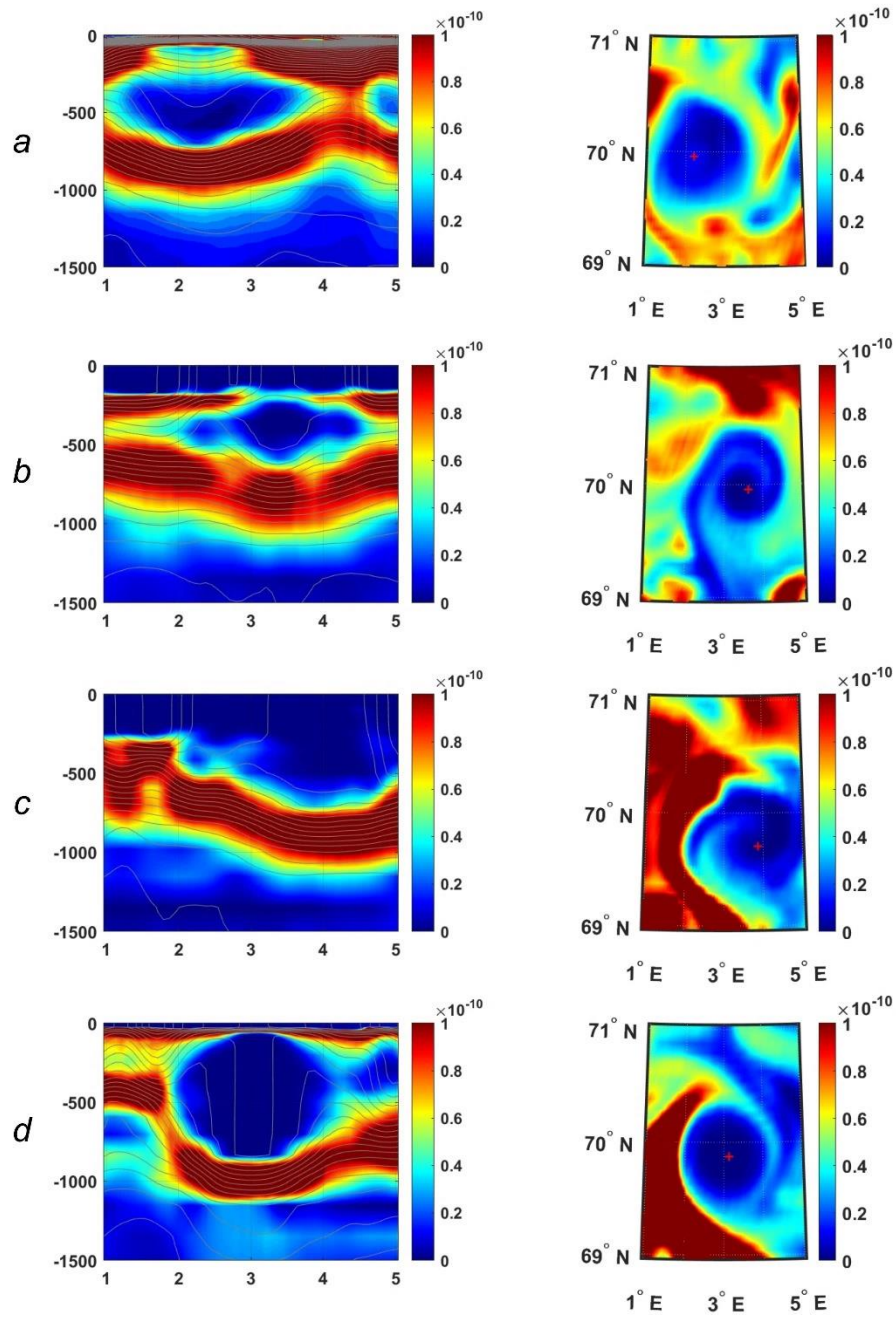


Figure 5.8. The distribution of potential vorticity in vertical sections (left) and at a depth of 417 m (right) on September 1, 2009 (a), December 1, 2009 (b), March 1, 2010 (c), and June 1, 2010 (d). Isopycnals are plotted with lines

### 5.2.2. Interannual variability of dynamic and kinematic characteristics of the Lofoten vortex

Next, we calculated the relative volume of the Lofoten vortex core, the minimum relative vorticity, and the average potential vorticity in the vortex core, as well as the vertical and horizontal dimensions of the vortex (Fig. 5.9 and 5.10).

In winter, during the autumn-winter convection, when the thermocline is destroyed and the vortex comes to the surface, the greatest height of the vortex is observed (Fig. 5.10b). In summer, when the thermocline is formed, the vortex spreads over long distances horizontally, and its diameter reaches maximum values (Fig. 5.10d). If the "ice skater effect" (see section 2.2.3) works for this situation, then in winter there should be an intensification of the vortex, and in summer – its relaxation. The authors of the article come to the same conclusion (Ivanov, Korablev, 1995b). However, if we pay attention to the distribution of relative vorticity throughout the year (Fig. 5.9c, d), it will be found that the lowest speeds are observed in March, and the highest values are reached in late summer – early autumn. Probably, this "effect" is not fulfilled for the general case, since in winter there is an active interaction of the vortex with the atmosphere. When effect considering only those months when the vortex was isolated from the surface, i.e., when the upper and lower boundary of the vortex was determined mainly by given surfaces of equal potential vorticity, a close relationship between the height of the vortex and its intensity (relative vorticity) is found (Fig. 5.11c), the correlation is 0.62. The correlation between the diameter and intensity of the vortex is insignificant (0.13 – for a subsurface vortex; 0.19 – for a surface one). This is probably because the lateral boundaries of the vortex were distinguished mainly by relative vorticity, rather than potential.

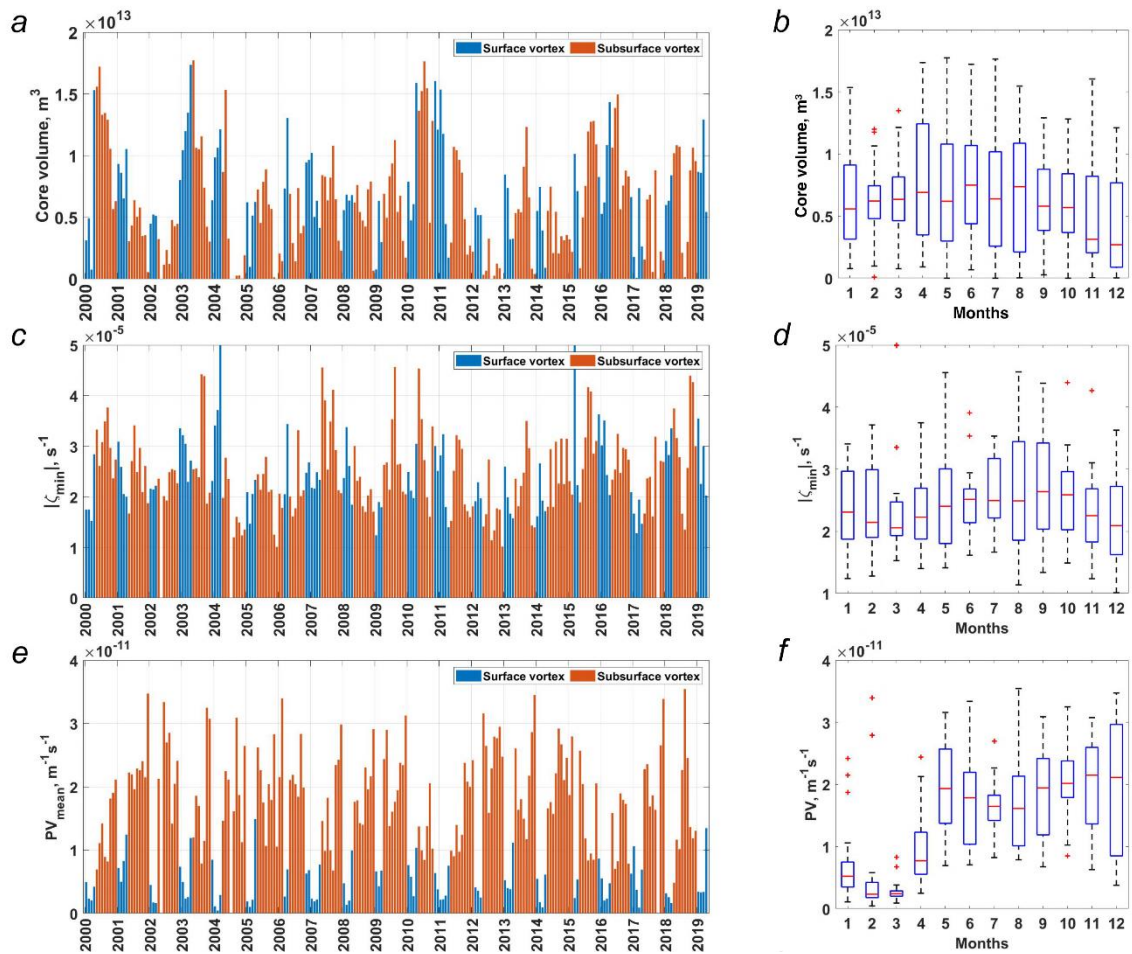


Figure 5.9. Bar chart (left) and box plot (right) of the volume of the Lofoten vortex (a, b), its minimum relative vorticity (c, d), average potential vorticity (e, f). On the bar chart, blue shows the months when the core of the vortex was in contact with the surface, and orange – when the core was under the surface. In the box plot, the central red mark indicates the median and the lower and upper edges of the rectangle are the 25th and 75th percentiles; whiskers are drawn to the most extreme values that are not considered emissions; emissions are marked with a red cross



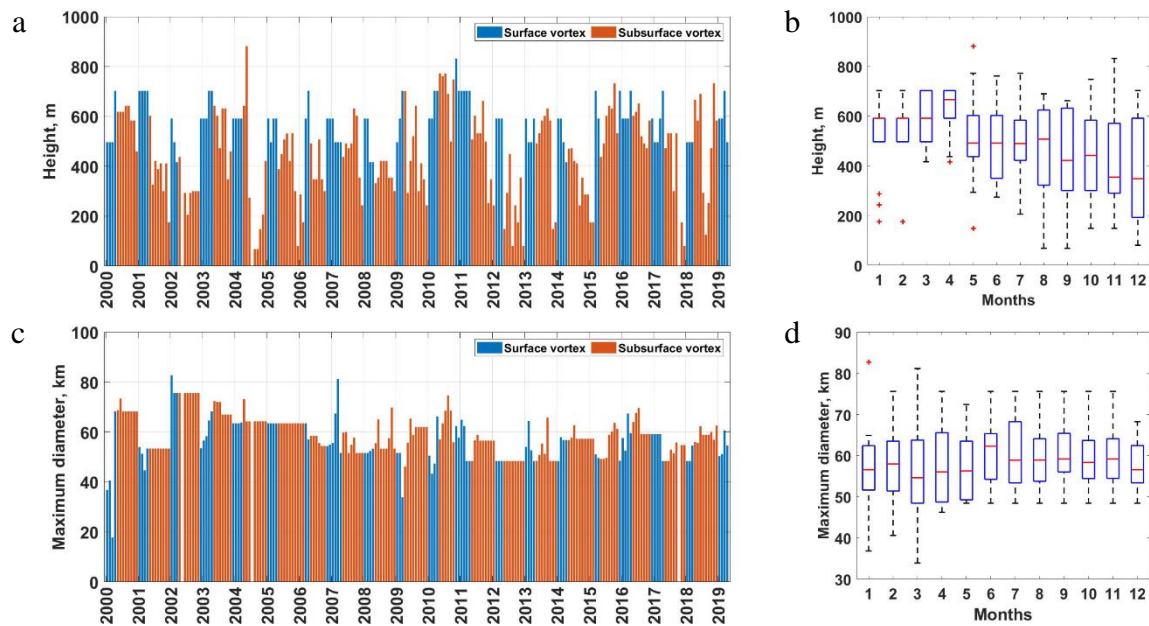


Figure 5.9. Bar chart (left) and box plot (right) of the height of the Lofoten vortex core (a, b) and its maximum diameter (c, d). On the bar chart, blue shows the months when the core of the vortex was in contact with the surface, and orange – when the core was under the surface. In the box plot, the central red mark indicates the median and the lower and upper edges of the rectangle are the 25th and 75th percentiles; whiskers are drawn to the most extreme values that are not considered emissions; emissions are marked with a red cross

### 5.2.3. Relationship between dynamic and kinematic characteristics of the Lofoten vortex

The correlation (Fig. 5.11a) between the volume of the Lofoten vortex core (Fig. 5.9a, b) and the largest relative vorticity inside the core (Fig. 5.9c, d) was -0.65. In the case when the core is isolated from the surface and interaction with the atmosphere does not occur, the correlation is slightly higher and reaches -0.69; when in contact with the surface, the correlation is -0.60. Figure 5.10a shows that for small sizes, the Lofoten vortex invariably has a low intensity, whereas large sizes allow for a large variability in intensity. For example, when the vortex had the largest size ( $1.77 \times 10^{13} \text{ m}^3$ ), its relative vorticity was only  $-2.54 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ .

The distribution of the dependence between the average potential vorticity inside the selected vortex (Fig. 5.9e, f) and the volume of this vortex (Fig. 5.9a, b) is shown in Figure 5.10b. In the case when the vortex is isolated from the surface, the volume of the vortex correlates well with the average potential vorticity inside it, the correlation is -0.72. However, in the case when the vortex comes to the surface, there is no correlation.

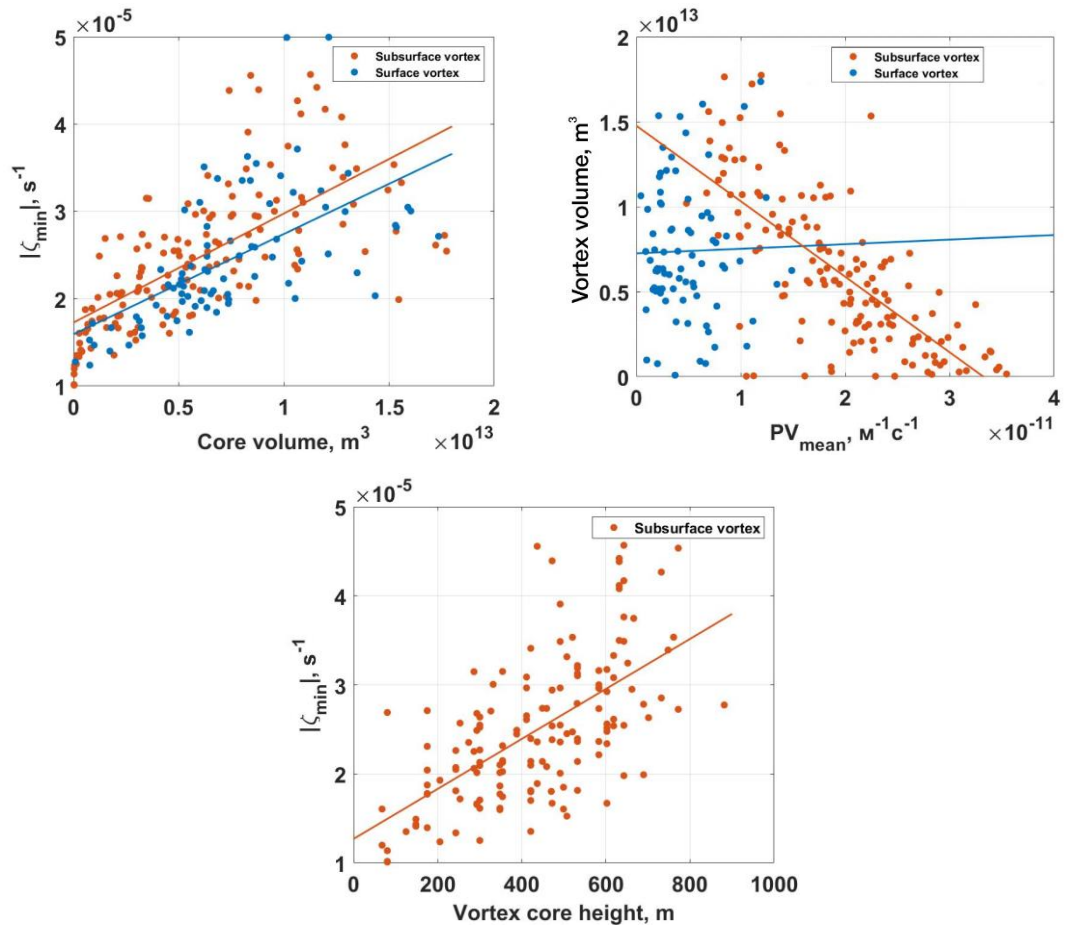


Figure 5.11. Relationship between the minimum relative vorticity and the volume of the Lofoten vortex core (a); the relationship between the average potential vorticity and the volume of the vortex core (b); the relationship between the minimum relative vorticity and the height of the vortex core (c)

## CHAPTER 6. VORTEX ELONGATION IN THE OCEAN

### 6.1. Conditions of transformation of a mesoscale vortex into a submesoscale filament

One of the mechanisms of the filaments' formation is the vortices' transformation by stretching under the influence of background currents when one of the horizontal scales becomes several times larger than the other. When the vortex is pulled horizontally, the fluid motion induced by it decreases. From a physical point of view, the mode of unlimited pulling corresponds to the destruction of the vortex by the current. This behavior corresponds to weak vortices in inhomogeneous flows. The energy calculation showed that with the elongation of the vortex, its kinetic and available potential energy decreased (Zhmur, 2011).

For example, such a vortex transformation is shown in (Zhmur et al., 2022c; Zhmur et al., 2023d). The authors analyzed the evolution of the vortex in the Lofoten basin for the period April 3-24, 2012. Initially, round in the horizontal plane, the vortex is deformed and, as a result, its length becomes at least 4 times greater than its width. This means that the vortex is transformed into a vortex filament. At the same time, the kinetic energy decreases by 3 times, the potential energy decreases by an average of 1.7 times, and the total energy of the vortex decreases by 2.3 times. Another example can be found in (Belonenko et al., 2021b) (see animation <https://link.springer.com/article/10.1007/s00024-020-02647-1>). The animation shows the formation of filaments from initially circular vortices surrounding a quasi-permanent anticyclonic Lofoten vortex.

When stretching mesoscale vortices energy should be expected to be pumped from vortices to filaments, i.e., from mesoscale movements to the submesoscale. This is a direct energy cascade, and it is connected with the unlimited stretching of vortices into filaments. According to theoretical calculations, the vortex energy decreases by 20-60 % with a significant elongation of the core (Zhmur, Arutyunyan, 2023). The same questions were considered when studying the elongation of real vortices of the Lofoten basin (Zhmur et al., 2022c), where not only qualitative but also quantitative compliance with theoretical conclusions was shown. Since only a vortex and a current are present in the physical system, it is natural to expect that the “lost” energy of the vortices will be redistributed back into the current. If we return to the idea of an ensemble of vortices as geophysical turbulence, where vortices are generated by the flow and then interact energetically with it, then the phenomenon of energy return from turbulence during the flow is called a reverse cascade of energy, or, in other words, the phenomenon of “negative viscosity” (Starr, 1968). In our work, we came into contact with the phenomenon of “negative viscosity” and show areas of its manifestation in the World Ocean (blue color in the distribution figures  $|\gamma / e|$ ). Although there

is still no complete clarity on the issue of vortex energy transfer over the size spectrum, nevertheless, the process of turning vortices into filaments should eventually lead to an integral redistribution of vortex energy from the mesoscale to the submesoscale (direct energy cascade), and a decrease in vortex energy during the same process of pulling returns energy to currents (reverse energy cascade or the phenomenon of negative viscosity).

Criteria and detection algorithms were developed for vortices as closed formations. The rapid development of satellite oceanology, in particular, altimetric products, as well as the growth of available computing power, initiated the rapid development of automatic algorithms for detecting and tracking vortices. The importance of these algorithms lies in the transition from the analysis of the areal characteristics of vortex processes, such as the kinetic energy of vortices, to the analysis of the parameters of specific vortices (radius, amplitude, orbital velocity, lifetime, displacement velocity). Despite all the diversity, the methods of automatic identification and tracking of vortices can be classified into three conditional groups: physical, geometric, and mixed (Nencioli et al., 2010). In physical methods, when separating vortices, a criterion is used that is directly calculated from the values of the initial field. In geometric methods, when separating vortices, only the geometric characteristics of the isolines of the initial parameter are analyzed. In turn, in mixed algorithms, vortices are distinguished based on both physical values and geometric characteristics of the initial field. However, the possibilities of these methods to isolate filaments in oceanological fields are limited, on the one hand, by the spatial resolution of the data, and on the other hand, algorithmically, since elongated structures (which are filaments) are not distinguished. Perhaps this explains the relatively low interest of oceanologists in filaments compared to vortices, even though filaments also have potential and relative vorticity.

Studies related to the transformation of an elliptical vortex in interaction with background flow originate from the works of Kirchhoff. Subsequently, S.A. Chaplygin (Chaplygin, 1948) and later S. Kida (Kida, 1981) showed that there are three behaviors: rotation, nutation, and unlimited stretching. In the first two cases, the vortex remains a localized formation; in the latter, one of the axes increases indefinitely, and the second tends to zero. Horizontally, such a vortex becomes similar to a vortex thread (or filament). For us, the most interesting is the third option, when the vortex, when interacting with the current, is deformed, and stretched into a thread, thereby redistributing energy from the mesoscale to the submesoscale. The question arises: what is the proportion of the World Ocean area where mesoscale vortices can stretch into filaments?

In the studies (Zhmur, 2011; Zhmur, Pankratov, 1990, 1989; Zhmur, Shchepetkin, 1991; Meacham, 1992; Meacham et al., 1994; Pankratov, Zhmur, 1991), a theory of the evolution of 3D ellipsoidal baroclinic vortices under the action of currents was developed. For barotropic flows

$\vec{u}_b = (u_b, v_b, 0)$  with linear dependence of the flow velocity on horizontal coordinates (formula 6.1):

$$\vec{u}_b = (u_b, v_b, 0) = \begin{cases} u_b = u_0 + ex - \gamma y \\ v_b = v_0 + \gamma x - ey \end{cases}, \quad (6.1)$$

the problem is reduced to the evolution in time of two horizontal semi-axes of the ellipsoid  $a(t)$  and  $b(t)$ . Here  $U = (u, v)$  is the flow velocity,  $u_0$  and  $v_0$  are the components of the flow velocity in the center of the vortex  $x = 0, y = 0$ ;  $(x, y, z)$  is the Cartesian right coordinate system: the  $x$  and  $y$  axes are horizontal, the  $z$ -axis is vertical; the coefficients  $\gamma$  and  $e$  describe the spatial the variability of the background flow,  $\gamma = \frac{1}{2} \text{rot}_z \vec{u}_b$  is the angular velocity of rotation of liquid particles in the background flow,  $e$  is the coefficient of deformation of the background flow. Any barotropic velocity distribution linear in coordinates can be reduced to the above dependence by rotating around the vertical axis. In barotropic currents, the vertical semiaxis  $c$  is constant. The dimensionless parameter  $\varepsilon$  characterizes the magnitude of the vortex stretching in the horizontal plane and is determined through the ratio of its horizontal scales  $\varepsilon = \frac{a}{b}$ . Without limiting the generality, it can be assumed that  $\varepsilon \geq 1$ . In the papers (Zhmur, 2011; Zhmur et al., 2022b, 2021b; Zhmur, Pankratov, 1989; Zhmur, Shchepetkin, 1991; Meacham, 1992; Meacham et al., 1994; Pankratov, Zhmur, 1991; Zhmur et al., 2021a) introduces a dimensionless parameter of the vertical oblateness of the vortex core:  $K = \frac{N}{f} \frac{c}{\sqrt{ab}}$ , where  $f$  is the Coriolis parameter,  $N = \text{const}$  is the Brunt-Väisälä frequency.

It should be noted that the requirement of background flow barotropy is very conditional. The vortex actively reacts to the flow at the horizons of the vortex core location and is less active or does not feel the background flow above and below this layer at all. Therefore, as a simplification, we considered flows that do not depend on the vertical coordinate at the levels of the vortex core location: the flow above and below the vortex core was set to be the same as at the horizons of the core location. The result was a model of barotropic flow in the entire thickness of the ocean. In reality, it is necessary to take into account the vertically averaged flow at the horizons of the location of the vortex core. This is what we will do when studying the evolution of vortices of the near-surface layer of the ocean, considering the averaged properties of the marine environment in the upper two-hundred-meter near-surface layer of the ocean.

The problem of the vortex shape evolution can be reduced to a system of two differential equations for the ratio of the semi-axes and the orientation angle  $\theta$  formed by the larger horizontal semi-axis of the ellipsoid  $a$  with the  $x$ -axis. The solution of this system describes the evolution of

a particular vortex, depending on the parameters  $e$  and  $\gamma$  of the background flow. Details of the conclusion are presented in the papers (Zhmur, 2011; Zhmur, Pankratov, 1989).

It can be shown that the three dimensionless characteristics  $\gamma / e$ ,  $\sigma / e$ , and  $K$  completely determine the evolution of the vortex during its deformation by the flow under any initial conditions on  $\varepsilon$  and  $\theta$ . Here  $\sigma$  is the excess potential vorticity of the vortex core compared to the potential vorticity of the background flow (Zhmur, 2011; Zhmur, Pankratov, 1989). The convenience of the characteristics  $\gamma / e$ ,  $\sigma / e$ , and  $K$  is as follows:  $\gamma / e$  refers exclusively to the characteristic of the background flow,  $\sigma / e$  shows the intensity of the vortex, and  $K$  characterizes the flatness of the vortex core.

Small values of  $K < 1$  correspond to thin vortices, and large values of  $K > 1$  correspond to thick ones. Under the influence of the barotropic flow on the vortex, the parameter  $K$  remains unchanged, despite the deformation of the vortex core (Zhmur, 2011; Zhmur, Pankratov, 1989). The constancy of  $K$  for each vortex makes it possible to study the presence of each of the three modes of vortex behavior on the parameter plane  $(\sigma / e, \gamma / e)$ . Figure 6.1 shows a diagram of zones of different vortex behavior obtained by B. P. Suetin and presented for the first time in the article (Zhmur et al., 2023c).

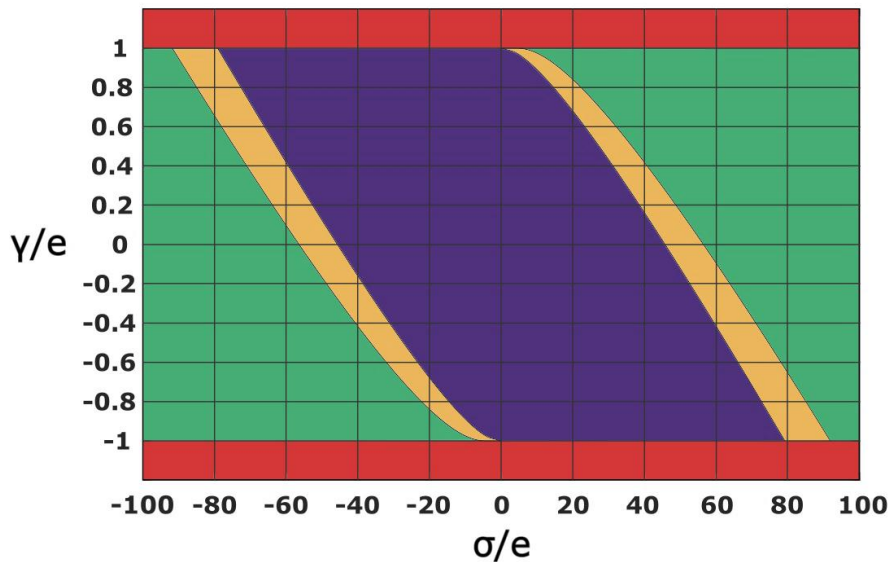


Figure 6.1. Diagram of vortices' different behavior in the case of  $K = 0.2$  in the plane of parameters  $(\sigma / e, \gamma / e)$  obtained by Suetin B.P., presented in the article (Zhmur et al., 2023c). Three regions are distinguished along the ordinate axis: for two regions  $|\gamma / e| > 1$ , only nutation and rotation modes are present (the red zone extends to infinity); in the region  $|\gamma / e| \leq 1$ , all three modes are allowed, which are separated from each other by four curves coming out in pairs from  $(0; \pm 1)$ . As a result, the region  $|\gamma / e| \leq 1$  is divided into three symmetrical zones:

- inner (purple zone) – only the mode of the vortex core unlimited stretching is required;
- intermediate (yellow zone) – nutation and unlimited stretching mode are allowed;
- external (green zone) – all modes are allowed: rotation, nutation, and stretching.

The zones boundaries are bifurcation lines, at the intersection of which a new or existing mode of vortex behavior appears or disappears. We will be interested mainly in the purple zone, where the mode of unlimited stretching is observed, while the most important property here is the restriction on the intensity of vortices. This zone corresponds to relatively weak vortices that do not survive in inhomogeneous currents, stretching into vortex filaments. It can be shown that with an increase in the value of  $K$ , the boundaries of the purple and yellow zones “pull up” closer to the  $\gamma / e$  ordinate axis, but never reach it. It can also be shown that at  $K > 10$  the corresponding zone boundary lines practically coincide, i.e., the purple zone for large values of  $K$  practically corresponds to the boundaries at  $K = 10$  (Zhmur et al., 2023b). Thus, a “core” is formed inside the purple zone, for which all vortices, regardless of the vertical size (parameter  $K$ ) and regardless of the intensity of the vortex itself (parameter  $\sigma$ ), are necessarily stretched indefinitely. The “core” demonstrates the area of inevitable pulling of Kirchhoff vortices from 2D hydrodynamics, which follows from our theory (Zhmur et al., 2023a, 2023b) and corresponds to the generalization of Kida’s work (Kida, 1981). The theoretical aspects are described in more detail in the article (Zhmur et al., 2023b)

## 6.2. Stretching of vortices in the Lofoten Basin

Let us now consider these processes for the real ocean in the example of the Lofoten Basin, an area with the increased dynamic activity of mesoscale vortices. Calculations will be carried out according to the data of the global oceanic reanalysis GLORYS (Lellouche et al., 2021) with different resolutions.

Figure 6.2 shows the distributions of relative vorticity and the Okubo-Weiss parameter in the surface layer of the Lofoten basin. The field of relative vorticity was chosen by us due to the fact (Zhmur, Harutyunyan, 2023) that filaments are best visible in the field of the vertical component of the speed rotor  $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$  (Fig. 6.2a). The Okubo-Weiss parameter  $Q^2$  (Fig. 6.2b)

was calculated using the formula  $Q^2 = S^2 - \zeta^2$ , where  $S^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2$  (Okubo, 1970;

Weiss, 1991). Figure 6.2 shows that in the Lofoten basin, along with circular vortices in the horizontal plane, there is a sufficient number of vortices that have an elongated shape.

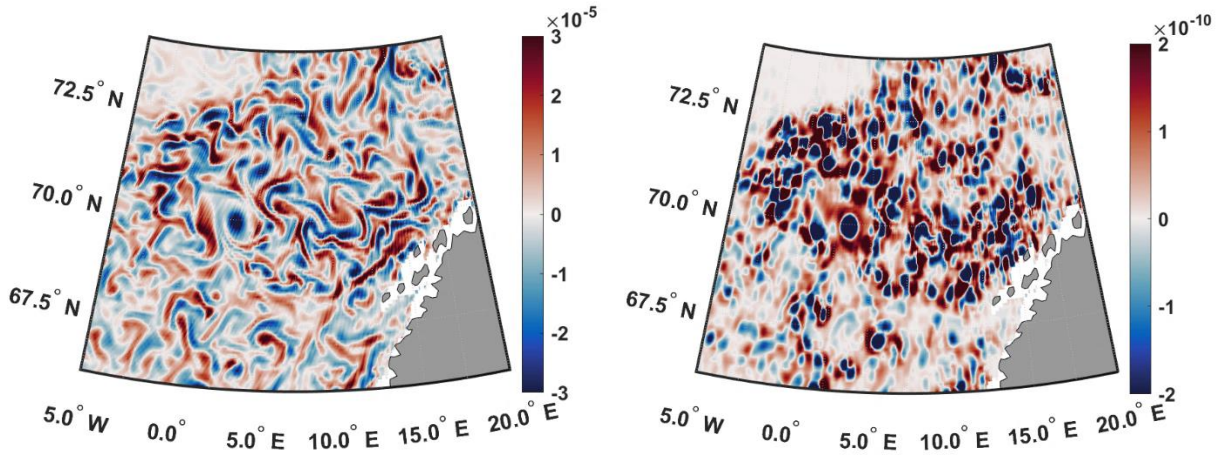


Figure 6.2. The field of relative vorticity  $\zeta$  (a) and the Okubo-Weiss parameter (b) in the surface layer (0.5 meters) of the Lofoten basin for June 10, 2010, with a resolution of  $0.083^\circ$ .

Consider the stretching effect of the current in the vicinity of the Lofoten vortex, leading to the formation of elongated vortices. By the current, we mean the background current combined with the current of the vortex itself. The field of relative vorticity in the vicinity of the Lofoten vortex at a horizon of 0.5 meters is shown in Figure 6.3, and in Figure 6.4 is the field of the parameter  $|\gamma / e|$  averaged over the thickness of the anticyclone core. Calculations  $|\gamma / e|$  were carried out in a rotated coordinate system according to the following formula (6.2)

$$\left| \frac{\tilde{\gamma}}{\tilde{e}} \right| = \frac{|\gamma_1 + \gamma_2|}{\sqrt{(2e)^2 + (\gamma_1 - \gamma_2)^2}}, \quad (6.2)$$

where  $e = \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial v}{\partial y}$  is the deformation coefficient of the background flow,  $\gamma_1 = -\frac{\partial u}{\partial y}$ ,  $\gamma_2 = \frac{\partial v}{\partial x}$

( $\text{rot}_z \vec{u} = \gamma_1 + \gamma_2 = 2\tilde{\gamma}$ ) is the angular velocity of rotation of liquid particles in the background flow.

In the areas  $|\tilde{\gamma} / \tilde{e}| \leq 1$  where vortex filaments should be expected, as well as the vortices. There should be no filaments in the zone  $|\tilde{\gamma} / \tilde{e}| > 1$ , but there may be vortices. Further, for brevity, we will denote  $|\tilde{\gamma} / \tilde{e}|$  as  $|\gamma / e|$ . To account for the influence of background flow only (and the exclusion of vortex dynamics) when calculating the parameter  $|\gamma / e|$ , we used smoothing of hydrophysical fields by the moving average method with a  $10 \times 10$  window length.



The vortex core has a negative vorticity of the order of  $-3 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$  (blue color). In the vicinity of the vortex, there are zones with positive vorticity of the same order (red). Consequently, the Rossby number in the study area does not exceed 0.25 ( $Ro = \zeta / f$ , the value of the Coriolis parameter at  $70^\circ \text{ N}$  is  $f = 1.371 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ ). Based on the calculated values of the parameter  $|\gamma / e|$ , we draw a line  $|\gamma / e| = 1$  (solid black line) and shade the areas where  $|\gamma / e| > 1$ : here the stretching of smaller vortices into the filament is prohibited (Fig. 6.3). Note that there is no elongation in the anticyclone core: indeed, the vortex should remain a localized formation with limited deformations. Submesoscale vortices in red-shaded zones should behave similarly. Thus, we obtain that unlimited stretching of small vortices is allowed around the core, in a region of the order of the diameter of the core of the vortex. Here vortices can transform into filaments.

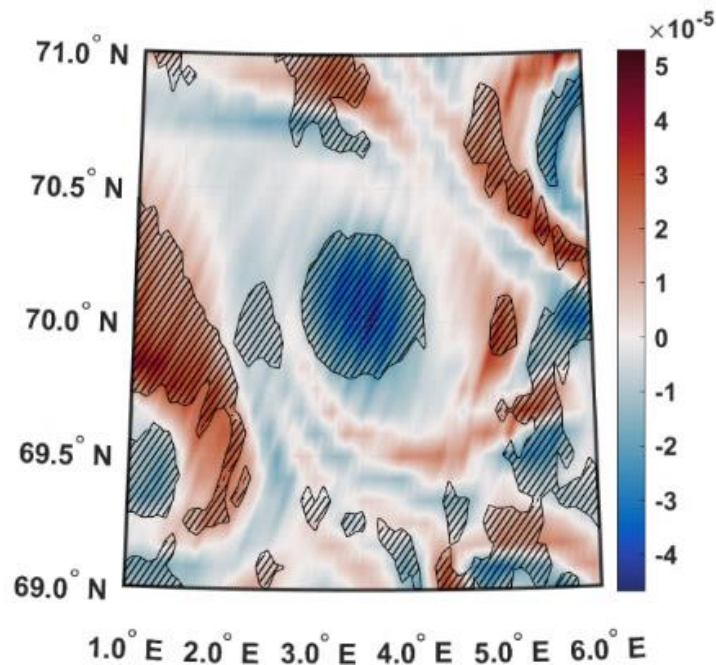


Figure 6.3. Distribution of relative vorticity in the Lofoten vortex area at the horizon of 0.5 m on June 10, 2010. The solid black line corresponds to the value  $|\gamma / e| = 1$ . Hatching is applied to areas  $|\gamma / e| > 1$ , where unlimited stretching of vortices into the filament is prohibited

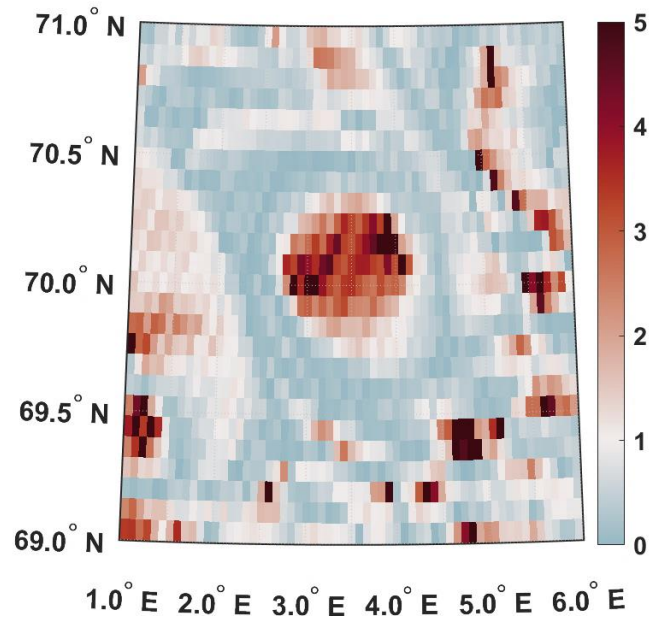


Figure 6.4. The field of the parameter  $|\gamma / e|$  averaged over the anticyclone core thickness (200-800 m). Light blue color – zones where vortices are pulled out; red color – zones with a ban on pulling vortices

The typical time for system changes is 1-3 days. During the order of a month to three months, strong transformations of the whole picture occur, up to the temporary disappearance of the anticyclone with a complete restructuring of the zones of permitted and prohibited pulling of small vortices. An example of such a temporary decay of an anticyclonic Lofoten vortex is shown in Figure 6.5.

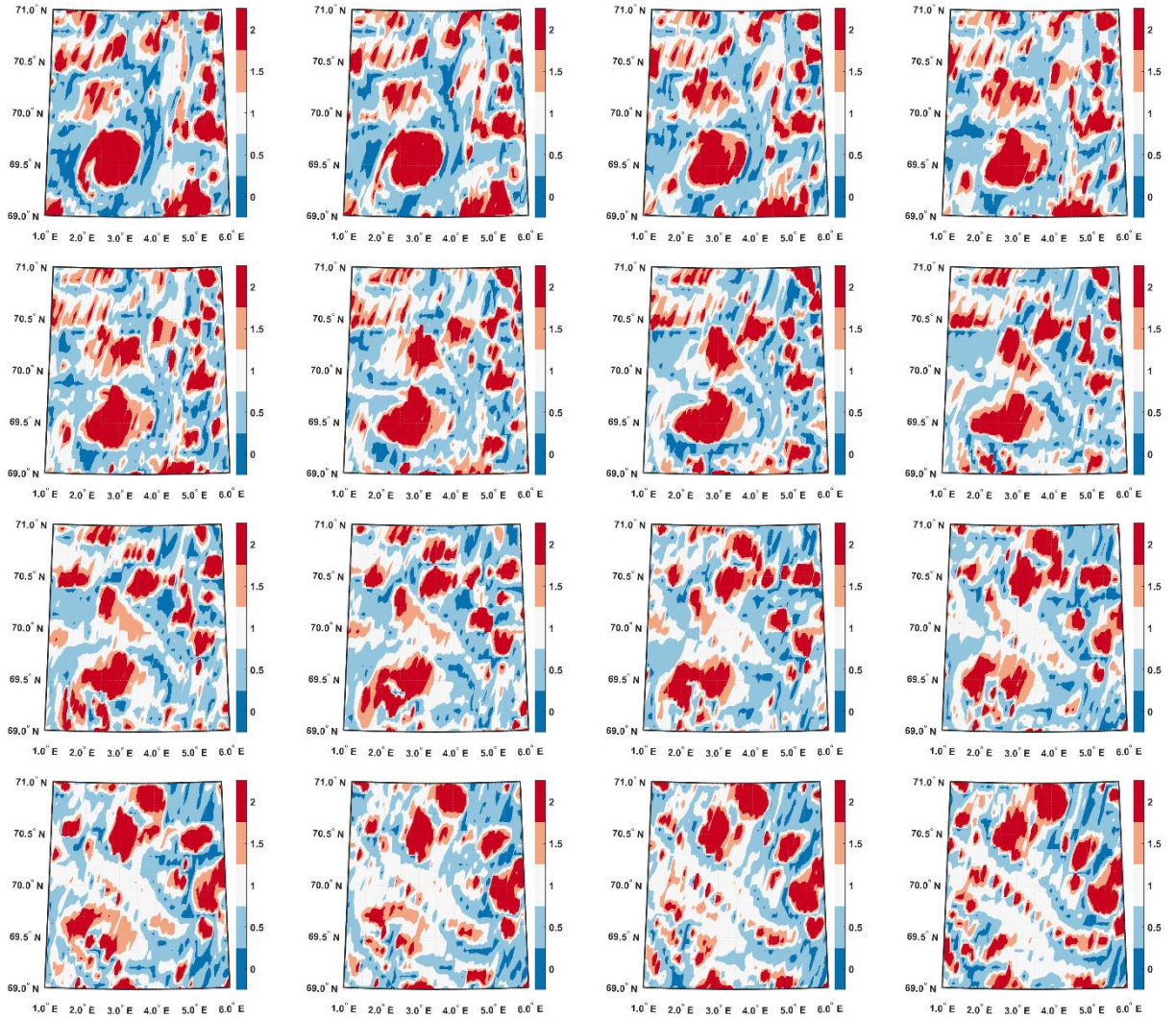


Figure 6.5. Daily variability of the distribution  $|\gamma / e|$  averaged over the surface 200-meter layer. The figures are given for 20.01.2010 – 04.02.2010 from left to right from top to bottom. Light blue color – zones where vortices are pulled out; red color – zones with a ban on pulling vortices

Figure 6.6 shows the results of calculations  $|\gamma / e|$  for the Lofoten basin with different spatial resolutions ( $0.25^\circ$  and  $0.083^\circ$ ). It turned out that zones (domains) with a ban and permission for unlimited stretching of vortices are located in the water area almost randomly. The scale of large domains with a ban on pulling roughly corresponds to the size of vortices. Large domains with pull permission are several times larger than the size of domains with a ban. The share of the total area of domains with elongation resolution for the Lofoten basin at the consideration time is  $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0,61$  (according to data with initial discreteness for June 10, 2010). In the future, spatial smoothing and temporal averaging will be used in the analysis. Recall that our main goal is to get an estimate of the number  $\frac{S_{\leq 1}}{S}$ . This characteristic is integral over the area of the region, so

additional smoothing over the area does not greatly affect its estimation while averaging over time, as we assume, should lead to fewer small non-stationary domains. When using data with a spatial resolution of  $0.25^\circ \times 0.25^\circ$  (Fig. 6.6b), we get larger domains; small domains simply disappeared, and the desired ratio  $\frac{S_{\leq 1}}{S}$  has changed:  $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0,52$ . It is possible to continue the chain of spatial averaging, while it can be shown that with an increase in the size of the smoothing kernel, the size of the domains will grow and be accompanied by a slight change in the parameter  $\frac{S_{\leq 1}}{S}$ .

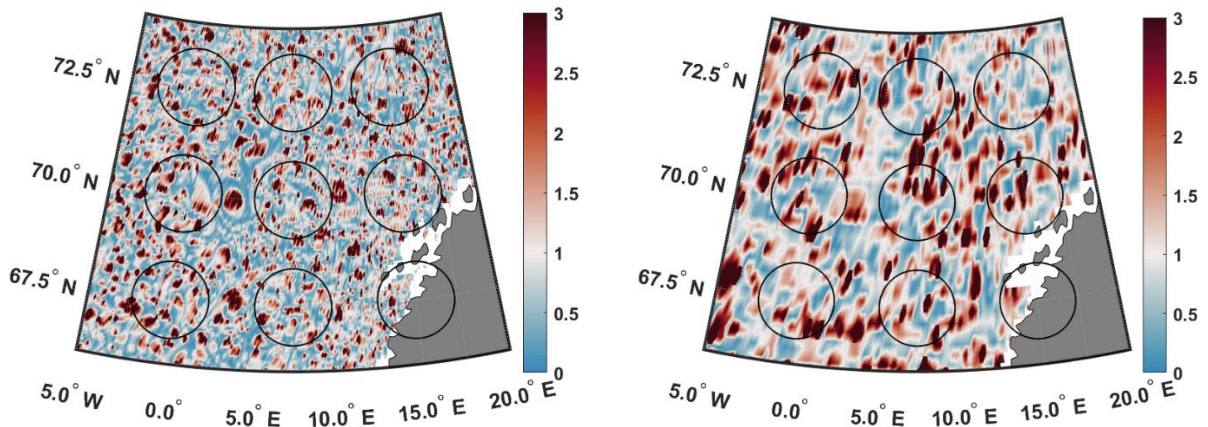


Figure 6.6. Distributions of  $|\gamma / e|$  in the surface 200-meter layer of the Lofoten basin on June 10, 2010, with a spatial resolution of  $0.083^\circ$  (a) and  $0.25^\circ$  (b). The red areas of  $|\gamma / e| > 1$  correspond to zones with a ban on unlimited stretching of vortices; in blue with  $|\gamma / e| < 1$  unlimited stretching of vortices is allowed. Circles with a radius of 100 km are shown

### 6.3. Stretching of vortices in the World Ocean

In the World Ocean, we see a "spotty" distribution of domains with properties  $|\gamma / e| > 1$  and  $|\gamma / e| < 1$  (Fig. 6.7). An average of 9-11 "spots" are observed on the ellipse diameter line. The calculation in circles at  $30^\circ$  N and S, showed the characteristic size of the "spot" about 200 km (2000 km / 10 "spots"). At the same time, the size of large "spots" of red color ( $|\gamma / e| > 1$ ) is smaller than the size of large "spots" of blue color ( $|\gamma / e| < 1$ ).



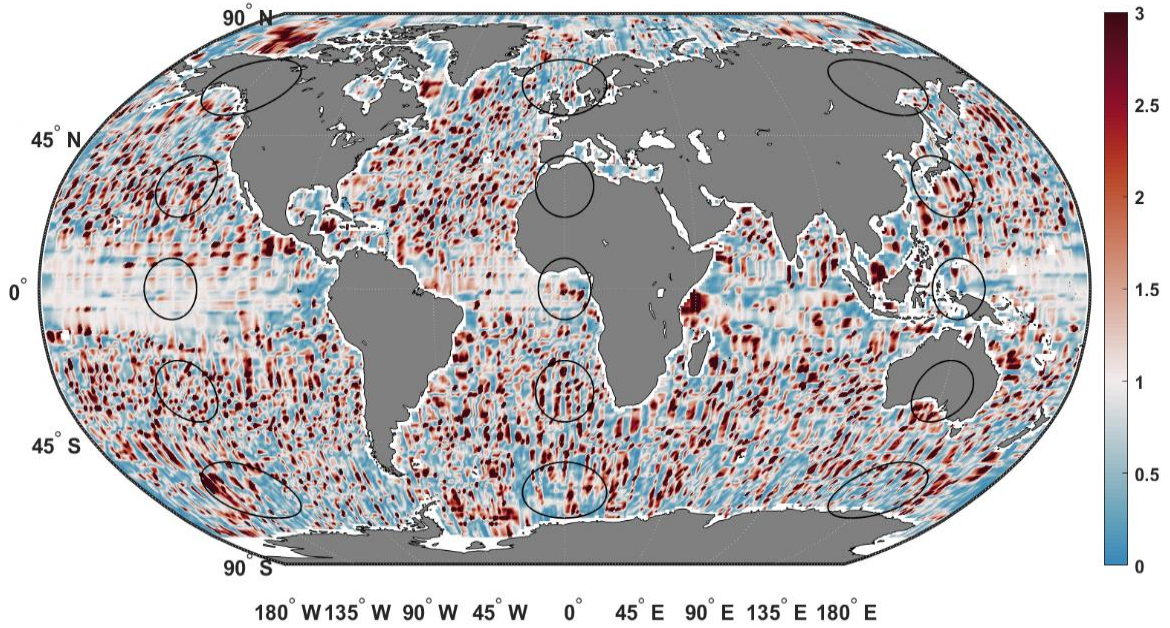


Figure 6.7. Spatial distribution of  $|\gamma / e|$  in the surface 200-meter layer of the World Ocean, obtained from 1-degree data smoothed by the moving average method with a 10 cells window length. The ovals on the map correspond to circles on a globe with a radius of 1000 km. The results are presented for June 10, 2010

When comparing the total areas of red and blue "spots", the following property is obtained. For the initial one-degree hydrophysical field, the value  $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0,66$  was obtained, and the same characteristic according to the data, smoothed by a moving average with a 10 cells window length, was  $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0,60$ . Thus, the total area of the domains of the World Ocean, where vortices can be pulled, varies depending on the averaging of data from 60 to 66%, which exceeds the total area of domains with a prohibition to pull vortices. It is also interesting to note the ratio of the total areas of red and blue zones:  $\frac{S_{\leq 1}}{S_{>1}} \approx 1,9$  on a one-degree grid without averaging fields and  $\frac{S_{\leq 1}}{S_{>1}} \approx 1,5$  on the same grid, but with averaging fields. First of all, the conclusion suggests itself that the total area of the domains of the World Ocean, where vortices can stretch, is greater than the total area of domains with the prohibition of vortices stretching.

The estimates that we have obtained with and without averaging the fields are as follows:

$$1,5 < \frac{S_{\leq 1}}{S_{>1}} < 1,9, \quad (6.3)$$

$$0,60 < \frac{S_{\leq 1}}{S} < 0,66. \quad (6.4)$$

The left boundary of inequalities (6.3) and (6.4) is obtained by smoothing hydrophysical fields using the moving average method with a window width of 10 cells, and the right boundary is obtained without averaging the data. If the averaging were carried out with a smaller window width, then the left border of the intervals in formulas (6.3) and (6.4) would increase and fall into the zone of the indicated inequalities (6.3) and (6.4). Since the smoothing of currents in  $10 \times 10$  cells lead to large-scale background currents of the order of 1000 km, currents with a smaller characteristic size (and less smoothing) will give a result that fits into inequalities (6.3) and (6.4). Thus, we can assume that the entire diversity of the currents of the World Ocean from the standpoint of their impact on mesoscale vortices fits into the relations (6.3) and (6.4). Next, we will consider the ranges (6.3) and (6.4) to be valid for any effects of currents on vortices. On the other hand, since the ratios (6.3) and (6.4) were obtained for data for a specific date (June 10, 2010), there are concerns that the range (6.3) and (6.4) may vary over time. Let us consider this further.

Figure 6.8 shows histograms of the parameter  $|\gamma / e|$  distribution in the World Ocean for the averaged period 1993-2019, calculated from the original one-degree data (Figure 6.8a) and data smoothed by the moving average method with a 10 cells window length (Figure 6.8b). All calculations were carried out for an average surface 200-meter layer.

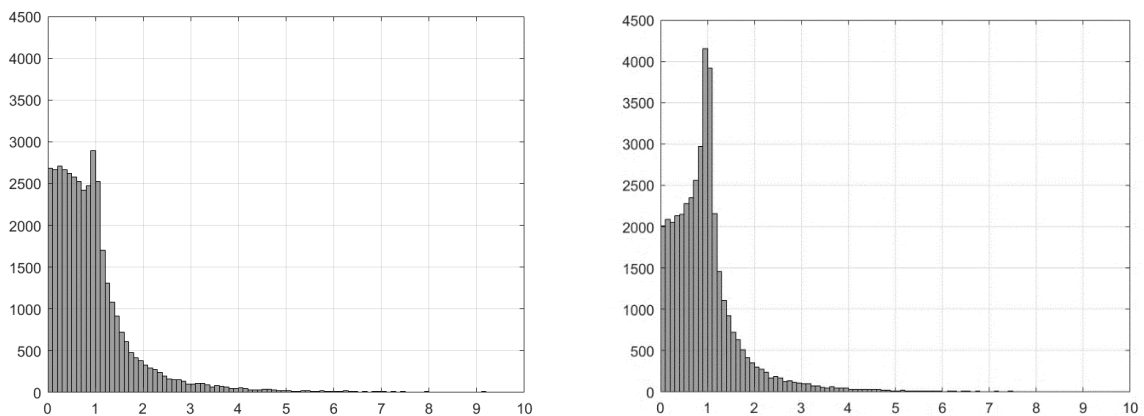


Figure 6.8. Histograms of the parameter  $|\gamma / e|$  distribution in the World Ocean for the averaged period 1993-2019, calculated from the original one-degree data (a) and from data smoothed by the moving average method with a 10 cells window length (b). The vertical axis shows the number of

cases that fall within the specified range of the parameter  $|\gamma / e|$  values, the discreteness of the ranges is 0.1.

As follows from the histograms in Figure 6.8, situations prevail in nature when the parameter  $|\gamma / e|$  is in the range  $0 < |\gamma / e| < 1$ . With spatial smoothing of the fields due to the disappearance of small spots, the number of observed cases for the range  $0 < |\gamma / e| < 1$  decreases by about 25%, and at the same time the maximum distribution is allocated in the vicinity of the value  $|\gamma / e| = 1$ . The latter means that the maximum probability is observed in nature for rectilinear flows with a horizontal velocity shift.

Next, consider the seasonal variability of the parameter  $|\gamma / e|$  distribution (not shown). It turned out that the histograms for each month almost coincide with each other. This means that the distribution by parameter  $|\gamma / e|$  of the properties of the flows month by month differ slightly from each other. Also, the seasonal average histograms of the parameter  $|\gamma / e|$  in the World Ocean for the period 1993-2019 practically do not differ. Table 6.1 shows the seasonal variability of the  $S_{\leq 1} / S_{> 1}$  and  $S_{\leq 1} / S$ . As follows from Table 6.1, the ratio of integral areas of domains of different types varies slightly from season to season. These shares in the total area of the World Ocean are determined to be even more rigidly. In particular, domains with the property of pulling vortices account for 60% of the area of the World Ocean, regardless of the season. Almost similar results are shown by the variability of the  $S_{\leq 1} / S_{> 1}$  and  $S_{\leq 1} / S$  by month (Table 6.2).

Table 6.1. Seasonal variability of the domains' total areas of different types

SEASON	$S_{\leq 1} / S_{> 1}$	$S_{\leq 1} / S$
<b>Winter</b>	1,49	0,60
<b>Spring</b>	1,49	0,60
<b>Summer</b>	1,48	0,60
<b>Autumn</b>	1,44	0,59

Table 6.2. Monthly variability of the domains' total areas of different types

МЕСЯЦ	$S_{\leq 1} / S_{> 1}$	$S_{\leq 1} / S$
<b>January</b>	1,47	0,60
<b>February</b>	1,49	0,60
<b>March</b>	1,51	0,60
<b>April</b>	1,50	0,60
<b>May</b>	1,51	0,60
<b>June</b>	1,51	0,60
<b>July</b>	1,51	0,60
<b>August</b>	1,49	0,60
<b>September</b>	1,45	0,59
<b>October</b>	1,44	0,59
<b>November</b>	1,44	0,59
<b>December</b>	1,44	0,59

Let us now consider the interannual variability of integral domain areas over the period under review (Table 6.3). Histograms of the distribution of the parameter  $|\gamma / e|$ , calculated for each year separately, practically do not differ from each other (not shown). With great accuracy, the relative integral area of domains with  $|\gamma / e| \leq 1$  is preserved from year to year:  $S_{\leq 1} / S = 0,60$ . The ratio of the integral areas of domains with  $|\gamma / e| \leq 1$  and  $|\gamma / e| > 1$  also practically does not change in the period under consideration:  $S_{\leq 1} / S_{> 1} = 1,50$ . We obtained the same figures when studying the properties of the fields of the currents of the World Ocean on the example of June 10, 2010. Thus, it can be concluded that the range of values in inequalities (3)-(4) is obtained reliably and is valid, at least for the 27 years from 1993 to 2019.



Table 6.3. Interannual variability of the domains' total areas of different types

<b>YEAR</b>	$S_{\leq 1} / S_{> 1}$	$S_{\leq 1} / S$
<b>1993</b>	1,51	0,60
<b>1994</b>	1,49	0,60
<b>1995</b>	1,52	0,60
<b>1996</b>	1,48	0,60
<b>1997</b>	1,50	0,60
<b>1998</b>	1,54	0,61
<b>1999</b>	1,47	0,60
<b>2000</b>	1,48	0,60
<b>2001</b>	1,48	0,60
<b>2002</b>	1,49	0,60
<b>2003</b>	1,49	0,60
<b>2004</b>	1,49	0,60
<b>2005</b>	1,51	0,60
<b>2006</b>	1,49	0,60
<b>2007</b>	1,51	0,60
<b>2008</b>	1,50	0,60
<b>2009</b>	1,49	0,60
<b>2010</b>	1,48	0,60
<b>2011</b>	1,51	0,60
<b>2012</b>	1,50	0,60
<b>2013</b>	1,51	0,60
<b>2014</b>	1,48	0,60
<b>2015</b>	1,49	0,60
<b>2016</b>	1,50	0,60
<b>2017</b>	1,56	0,61
<b>2018</b>	1,50	0,60
<b>2019</b>	1,50	0,60
<b>The average for the period</b>	1,50	0,60

## CONCLUSION

In this study, the dynamics of the Lofoten vortex were analyzed. The interannual, seasonal, and monthly variability of the Lofoten vortex was studied, as well as individual cases on specific dates were considered. The following parameters characterizing the Lofoten basin were calculated and analyzed: the Rossby deformation radius; the depth of the isopycnal surfaces, as well as the temperature and salinity on them; relative and potential vorticity; the Brunt-Väisälä frequency; the parameter  $|\gamma / e|$  characterizing the ability to stretch at a given point; spatial dimensions of the Lofoten vortex (radius, height, latitude and longitude of the vortex center). Let us move on to the main conclusions.

In **Chapter 3**, based on the monthly data of the ARMOR3D oceanic reanalysis, which is based on the assimilation of all available satellite data for the period 1993-2018, spatial and temporal estimates of the baroclinic Rossby radius of deformation for the Norwegian and Greenland Seas are obtained. Our  $R_d$  estimates are in good agreement with the estimates of other researchers (Chelton et al., 1998; Fer et al., 2018; Nurse, Bacon, 2014). However, we not only clarified these estimates but filled in the gaps in the climatology compiled by Chilton (Chelton et al., 1998).

It is shown that for the Norwegian and Greenland Seas, the Rossby radius of deformation on average does not exceed 7-9 km. For most of the studied area, seasonal fluctuations in the radius are 1-2 km, while the highest values of the radius are reached in the warm season (July – September), and the lowest – in the cold (January – March). In the Danish Strait and the Fram Strait, seasonal variability can exceed 3 and 4.5 km, respectively. The interannual variability of the Rossby deformation radius is not pronounced, but there is an increase in both average and maximum values by the end of the 1993-2018 period. It is shown that bottom topography and convective processes play a significant role in the spatial and seasonal distribution of Rossby's deformation radius.

In **Chapter 4**, four isosteric  $\delta$ -surfaces in the Lofoten Basin were analyzed based on ocean reanalysis GLORYS12V1: s41, s31, s21, and s07. The temperature and salinity distributions on these surfaces, as well as the depth of their occurrence, are calculated. It is established that the isosteric surfaces in the basin are located with a significant slope in the direction from west to east. This means that the deepening of the Atlantic waters in the basin occurs in the direction opposite to the dominant direction of the vortices transferring warm and salty waters of the Norwegian slope current to the central part of the basin (Zinchenko et al., 2019; Gordeeva et al., 2020; Köhl, 2007;

Volkov et al., 2015). Since these processes are multidirectional, this leads to an increase in the duration of the Atlantic waters in the Lofoten basin and an increase in its role as a thermal reservoir in the region.

The maximum deepening of the isosteric surfaces occurs in the center of the basin, where a quasi-permanent Lofoten vortex is observed. Winter convection can penetrate to great depths exceeding 1000 m, contributing to the annual regeneration of the vortex, and further enhancing the deepening of the isosteres and the creation of a large "thermal pool" in this place. The jets of the Norwegian slope current also create a significant deepening of the isosteres along the Norwegian mainland slope, which can be traced to depths of 700-750 m. The calculated depths maximum of the isosteric surfaces s31, s21, and s07 are on average greater by 100-300 m than was noted in earlier studies. A closed bowl-shaped depression in the center of the Lofoten basin is already observed on the  $\delta$ -surface of s31, whereas in the work (Rossby et al., 2009) it appears only on s21.

In the interannual variability, the maximum surface depth of s07 is observed in 2010, which is marked as the year of abnormally large depths of the upper quasi-homogeneous layer in the Lofoten basin, confirmed by measurements of ARGO buoys. The depth maximum of the s07 surface in 2000, 2010, 2013, and 2016 correspond to the years of deep convection noted in the article (Fedorov et al., 2019). At the same time, the maximum areas bounded by isolines of high depths s07 do not correspond to the years of maximum convection. The largest areas bounded by isolines of 900, 1000, and 1050 m were in 1994, 2003, 2009, and 2014. There is reason to assume that deep convection can manifest itself as large depths of the upper quasi-homogeneous layer in a small limited area, and smaller depths, but extending over a large area.

The greatest seasonal variability is characteristic of s41, where the maximum depth is reached in the eastern part of the water area near the Scandinavian shelf, and on other surfaces – in the area of the Lofoten vortex (except several maps for s31, where the maximum is reached in the eastern part of the basin). It was revealed that on the surfaces s31, s21, and s07, the maximum depth is reached not in winter or spring, directly during periods of deep convection, but in summer. The areas with the greatest depths in summer also have a maximum area, and in winter they are minimal. This means, on the one hand, a certain inertia of changes in the thermohaline characteristics of Atlantic water masses, and on the other hand, a shift by 1-2 seasons of the influence of deep convection on isosteric surfaces.

In general, isopycnic advection in the Lofoten basin, as well as diapycnal mixing, play a significant role in the processes that define the basin as the main thermal reservoir of the Subarctic seas.

In **Chapter 5, Section 1**, the role of the Brunt-Väisälä frequency in mesoscale vortices was investigated. According to the ocean reanalysis GLORYS12V1, two eddies of the Lofoten basin were considered: a cyclone and an anticyclone (Lofoten vortex). Vertical sections of the potential density and Brunt-Väisälä frequency were constructed for these vortices, scales and orbital velocities were calculated, and distributions of the Brunt-Väisälä frequency in the core and its anomalies relative to the background Brunt-Väisälä frequency were constructed, as well as graphs of relative and potential vorticity.

It was found that the orbital velocities in the cyclone reach 30 cm/s, and the spatial lengthwise and transverse scales are 72.3 km and 48.8 km, respectively. The orbital velocities in the anticyclone exceed 50 cm/s (the maximum value is 50.8 cm/s), and the spatial lengthwise and transverse scales are 108.7 km and 67.9 km. Isopycnals in cyclones and anticyclones deform on average in opposite directions. Cyclonic vortices bring isopycnals closer together, pulling them into the vortex core, while anticyclonic vortices push isopycnals apart from each other. The latter leads to an increase in the Brunt-Väisälä frequency in the vortex core of the cyclone and its corresponding decrease in the anticyclone. It is shown that the anomalies of the Brunt-Väisälä frequency relative to the background frequency are positive in the cyclone core and negative in the anticyclone core. Potential and relative vorticity are well distinguished in vortex cores.

In **Chapter 5, Section 2**, we expected that when the vortex is pulled vertically, its intensity (relative vorticity modulus and orbital velocities) will be the greatest, and, conversely, when the vortex flattens, the relative vorticity should also decrease. This corresponds to general physical representations but is not always fulfilled. The greatest height of the vortex is observed in winter when the relative vorticity is minimal. The destruction of the thermocline and the emergence of the vortex at the surface lead to its active interaction with the atmosphere, resulting in the violation of the law of conservation of potential vorticity. If we consider the case where the vortex is isolated from the surface, meaning that both of its vertical boundaries are determined by surfaces of equal potential vorticity, the greatest height of the vortex corresponds to its greatest intensity. The correlation is 0.62. At the same time, there is no connection between the diameter of the vortex and its intensity. According to our calculations, the diameter of the vortex varies slightly throughout the year, the largest diameter of the vortex is observed in summer – during the period of maximum intensity of the vortex. The absence of a connection between the vortex intensity and its diameter maybe since the lateral boundaries of the vortex were distinguished by relative vorticity (not by potential vorticity) to ensure the isolation of the selected area.

The study revealed, contrary to expectations, that overall intensification of the vortex occurs not during the period of winter convection, which is considered one of the reasons for its

regeneration, but rather during the summer. While the article (Ivanov, Korablev, 1995b) mentioned the intensification of the vortex and increased intensity during the winter period, the authors' field investigations were limited to the summer period and did not involve assessing the vortex intensity. Additionally, we observed cases of "off-season" intensification of the Lofoten vortex, which are likely associated with its merging with other vortices.

In **Chapter 6**, it was shown that there is no stretching in the core of the anticyclonic Lofoten vortex. This can be explained by the fact that the vortex should remain a localized structure with limited deformations. However, unlimited stretching of small vortices around the core of the Lofoten vortex is allowed, where vortices can transform into filaments. Similarly, other sufficiently intense submesoscale and mesoscale vortices should behave in the same way.

When comparing the total areas of zones allowing vortex stretching ( $|\gamma / e| < 1$ ) and zones prohibiting stretching ( $|\gamma / e| > 1$ ), the following property is obtained. For a one-degree grid without smoothing of the hydrophysical fields, the area where vortex stretching is allowed is 66%, while the same characteristic with field smoothing is 60%. The ratio of the total areas of zones where vortex stretching is allowed and prohibited is  $\frac{S_{\leq 1}}{S_{> 1}} \approx 1,9$  for the one-degree grid without field

smoothing, and on the same grid with field smoothing, it is  $\frac{S_{\leq 1}}{S_{> 1}} \approx 1,5$ . Thus, the total area of domains in the World Ocean where vortices can stretch is 1.5-2 times larger than the total area of domains with a prohibition on vortex stretching.

## REFERENCES

1. Abdalla S., Abdeh Kolahchi A., Ablain M., Adusumilli S., Aich Bhowmick S., Alou-Font E., et al. Altimetry for the future: Building on 25 years of progress // *Advances in Space Research*. 2021. № 68 (2). P. 319–363. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.01.022>.
2. Alekseev A.P., Istoshin B.V. Some results of oceanographic research in the Norwegian and Greenland seas // *Soviet Fisheries Research in the Seas of the European North*. Moscow: Food Industry, 1960. P. 23–26 [In Russian].
3. Alekseev V.A., Ivanov V.V., Repina I.A., Lavrova O.Yu., Stanichny S.V. Convective structures in the Lofoten basin according to Argo satellites and buoys // *Earth Research from space*. 2016. № 1-2. P. 90–104. <https://doi.org/10.7868/s0205961416010012> [In Russian].
4. Alekseev G.V., Bagryantsev M.V., Bogorodsky P.V., Vasin V.V., Shirokov P.E. Structure and circulation of waters in the area of anticyclonic circulation in the north-east of the Norwegian Sea // *Problems of the Arctic and Antarctic*. 1991. № 65. P. 14–23 [In Russian].
5. Alenius P., Nekrasov A., Myrberg K. Variability of the baroclinic Rossby radius in the Gulf of Finland // *Continental Shelf Research*. 2003. № 23 (6). P. 563–573. [https://doi.org/10.1016/S0278-4343\(03\)00004-9](https://doi.org/10.1016/S0278-4343(03)00004-9).
6. Allen J.T., Smeed D.A. Potential Vorticity and Vertical Velocity at the Iceland-Færøes Front // *Journal of Physical Oceanography*. 1996. № 26 (12). P. 2611–2634. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1996\)026<2611:PVAVVA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1996)026<2611:PVAVVA>2.0.CO;2).
7. Amante C., Eakins B.W. ETOPO1 1 Arc-Minute Global Relief Model: procedures, data sources, and analysis. Boulder: NOAA, National Geophysical Data Center, 2009. 25 p. <https://doi.org/10.7289/V5C8276M>.
8. Andersson M., Orvik K.A., LaCasce J.H., Koszalka I., Mauritzen C. Variability of the Norwegian Atlantic Current and associated eddy field from surface drifters // *Journal of Geophysical Research*. 2011. № 116 (C8). P. C08032. <https://doi.org/10.1029/2011JC007078>.
9. Bashmachnikov I.L., Belonenko T.V., Kuibin P.A. Application of the theory of columnar Q-vortices with a helical structure to the description of the dynamic characteristics of the Lofoten vortex of the Norwegian Sea // *Bulletin of St. Petersburg State University. Earth sciences*. 2017a. № 62 (3). P. 221–236. <https://doi.org/10.21638/11701/spbu07.2017.301> [In Russian].
10. Bashmachnikov I.L., Belonenko T. V., Kuibin P.A., Volkov D.L., Foux V.R. Pattern of vertical velocity in the Lofoten vortex (the Norwegian Sea) // *Ocean Dynamics*. 2018. № 68 (12). P. 1711–1725. <https://doi.org/10.1007/s10236-018-1213-1>.

11. Bashmachnikov I.L., Fedorov A.M., Golubkin P.A., Vesman A. V., Selyuzhenok V. V., Gnatiuk N. V., et al. Mechanisms of interannual variability of deep convection in the Greenland sea // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2021. № 174. P. 103557. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2021.103557>.
12. Bashmachnikov I.L., Neves F., Calheiros T., Carton X. Properties and pathways of Mediterranean water eddies in the Atlantic // *Progress in Oceanography*. 2015. № 137. P. 149–172. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2015.06.001>.
13. Bashmachnikov I.L., Sokolovskiy M.A., Belonenko T. V., Volkov D.L., Isachsen P.E., Carton X. On the vertical structure and stability of the Lofoten vortex in the Norwegian Sea // *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2017b. № 128. P. 1–27. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2017.08.001>.
14. Belonenko T.V., Bashmachnikov I.L., Koldunov A.V., Kuibin P.A. On the vertical component of velocity in the Lofoten vortex of the Norwegian Sea // *Izvestiya RAS. Physics of the atmosphere and ocean*. 2017. № 53 (6). P. 728–737. <https://doi.org/10.7868/S0003351517060071> [In Russian].
15. Belonenko T.V., Koldunov A.V., Sentyabov E.V., Karsakov A.L. Thermohaline structure of the Lofoten vortex of the Norwegian Sea based on expedition studies and hydrodynamic modeling data // *Bulletin of St. Petersburg State University. Earth sciences*. 2018. № 63 (4). P. 502–519. <https://doi.org/10.21638/spbu07.2018.406> [In Russian].
16. Belonenko T.V., Kubryakov A.A., Stanichny S.V. Spectral Characteristics Of Rossby Waves Of The Northwestern Pacific Ocean According To Satellite Altimetric Data // *Earth Studies from Space*. 2016. № 1-2. P. 43–52. <https://doi.org/10.7868/s0205961416010036> [In Russian].
17. Belonenko T. V., Travkin V.S., Koldunov A. V., Volkov D.L. Topographic experiments over dynamical processes in the Norwegian Sea // *Russian Journal of Earth Sciences*. 2021a. № 21. P. ES1006. <https://doi.org/10.2205/2020ES000747>.
18. Belonenko T.V., Volkov D.L., Norden Yu.E., Ozhigin V.K. Water circulation in the Lofoten basin of the Norwegian Sea // *Bulletin of St. Petersburg State University. Earth sciences*. 2014. № 7 (2). P. 108–121 [In Russian].
19. Belonenko T. V., Zinchenko V.A., Fedorov A.M., Budyansky M. V., Prants S. V., Uleysky M.Y. Interaction of the Lofoten Vortex with a Satellite Cyclone // *Pure and Applied Geophysics*. 2021b. № 178. P. 287–300. <https://doi.org/10.1007/s00024-020-02647-1>.
20. Belonenko T. V., Zinchenko V.A., Gordeeva S.M., Raj R.P. Evaluation of heat and salt transports by mesoscale eddies in the Lofoten Basin // *Russian Journal of Earth Sciences*. 2020. № 20. P. ES6011. <https://doi.org/10.2205/2020ES000720>.

21. Benilov E.S. Stability of a Two-Layer Quasigeostrophic Vortex over Axisymmetric Localized Topography // *Journal of Physical Oceanography*. 2005. № 35 (1). P. 123–130. <https://doi.org/10.1175/JPO-2660.1>.
22. Benilov E.S. Stability of vortices in a two-layer ocean with uniform potential vorticity in the lower layer // *Journal of Fluid Mechanics*. 2004. № 502. P. 207–232. <https://doi.org/10.1017/S0022112003007547>.
23. Bjerknes J. Die Theorie der außertropischen Zyklonenbildung // *Meteorologische Zeitschrift*. 1937. № 54. P. 462–466.
24. Blindheim J., Østerhus S. The Nordic seas, main oceanographic features // *The Nordic Seas: An Integrated Perspective*. 2005. P. 11–37. <https://doi.org/10.1029/158GM03>.
25. Bloskina E.V., Ivanov V.V. Convective structures in the Norwegian and Greenland seas based on the results of modeling with high spatial resolution // *Proceedings of the Hydrometeorological Research Center of the Russian Federation*. 2016. № 361. P. 146–168 [In Russian].
26. Bosse A., Fer I., Lilly J.M., Søiland H. Dynamical controls on the longevity of a non-linear vortex: The case of the Lofoten Basin Eddy // *Scientific Reports*. 2019. № 9 (1). P. 1–13. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-49599-8>.
27. Bosse A., Fer I., Søiland H., Rossby T. Atlantic Water Transformation Along Its Poleward Pathway Across the Nordic Seas // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2018. № 123 (9). P. 6428–6448. <https://doi.org/10.1029/2018JC014147>.
28. Bryan K. Potential vorticity in models of the ocean circulation // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 1987. № 113 (477). P. 713–734. <https://doi.org/10.1002/qj.49711347703>.
29. Bucher I. Circle fit // *MATLAB Central File Exchange*, 2021. <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/5557-circle-fit>.
30. Buckley M.W., Marshall J. Observations, inferences, and mechanisms of the Atlantic Meridional Overturning Circulation: A review // *Reviews of Geophysics*. 2016. № 54 (1). P. 5–63. <https://doi.org/10.1002/2015RG000493>.
31. Cai S., Long X., Wu R., Wang S. Geographical and monthly variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation in the South China Sea // *Journal of Marine Systems*. 2008. № 74 (1–2). P. 711–720. <https://doi.org/10.1016/j.jmarsys.2007.12.008>.
32. Chaplygin S.A. *Collected works*. Vol. 2. M.: Gostekhizdat, 1948. 642 p. [In Russian].
33. Catling D.C. *Planetary Atmospheres* // *Treatise on Geophysics*. Oxford: Elsevier, 2015. P. 429–472.
34. Chelton D.B., de Szoeke R.A., Schlax M.G. Geographical Variability of the First Baroclinic



- Rossby Radius of Deformation // *Journal of Physical Oceanography*. 1998. № 28. P. 433–460.
35. Chelton D.B., Schlax M.G., Samelson R.M. Global observations of nonlinear mesoscale eddies // *Progress in Oceanography*. 2011. № 91 (2). P. 167–216. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2011.01.002>.
36. Dobrovolsky A.D. On the definition of water masses // *Oceanology*. 1961. № 1 (1). P. 12–24 [In Russian].
37. Dong H., Zhou M., Raj R.P., Smith W.O., Basedow S.L., Ji R., et al. Surface chlorophyll anomalies induced by mesoscale eddy-wind interactions in the northern Norwegian Sea // *Frontiers in Marine Science*. 2022. № 9. <https://doi.org/10.3389/fmars.2022.1002632>.
38. Doronin Yu.P. *Physics of the ocean*. Leningrad: Hydrometeoizdat, 1978. 290 p. [In Russian].
39. Dugstad J.S., Fer I., LaCasce J.H., Sanchez de La Lama M., Trodahl M. Lateral Heat Transport in the Lofoten Basin: Near-Surface Pathways and Subsurface Exchange // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2019. № 124 (5). P. 2992–3006. <https://doi.org/10.1029/2018JC014774>.
40. Dugstad J.S., Isachsen P.E., Fer I. The mesoscale eddy field in the Lofoten Basin from high-resolution Lagrangian simulations // *Ocean Science*. 2021. № 17 (3). P. 651–674. <https://doi.org/10.5194/os-17-651-2021>.
41. Emery W.J., Lee W.G., Magaard L. Geographic and Seasonal Distributions of Brunt–Väisälä Frequency and Rossby Radii in the North Pacific and North Atlantic // *Journal of Physical Oceanography*. // 1984. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1984\)014<0294:gasdob>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1984)014<0294:gasdob>2.0.co;2).
42. Ertel H. Ein neuer hydrodynamischer Erhaltungssatz // *Die Naturwissenschaften*. 1942a. № 30. P. 543–544.
43. Ertel H. Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz // *Meteorologische Zeitschrift*. 1942b. № 59. P. 277–281.
44. Ertel H. Über hydrodynamischer Wirbelsätze // *Physikalische Zeitschrift Leipzig*. 1942c. № 43. P. 526–529.
45. Fedorov A.M., Bashmachnikov I.L., Belonenko T.V. Localization of areas of deep convection in the seas of the North European basin, Labrador and Irminger // *Bulletin of St. Petersburg University. Earth sciences*. 2018. № 63 (3). P. 345–362. <https://doi.org/10.21638/spbu07.2018.306> [In Russian].
46. Fedorov A.M., Bashmachnikov I.L., Belonenko T.V. Winter convection in the Lofoten basin according to Argo buoys and hydrodynamic modeling // *Bulletin of St. Petersburg State University. Earth sciences*. 2019. № 64 (3). P. 491–511.

- <https://doi.org/10.21638/spbu07.2019.308> [In Russian].
47. Fedorov A.M., Belonenko T.V. Interaction of mesoscale vortices in the Lofoten Basin based on the GLORYS database // *Russian Journal of Earth Sciences*. 2020. № 20. P. ES2002. <https://doi.org/10.2205/2020ES000694>.
  48. Fedorov A.M., Raj R.P., Belonenko T. V., Novoselova E. V., Bashmachnikov I.L., Johannessen J.A., et al. Extreme Convective Events in the Lofoten Basin // *Pure and Applied Geophysics*. 2021. <https://doi.org/10.1007/s00024-021-02749-4>.
  49. Fedorov K.N. Introduction: Intrathermoclinic vortices - a specific type of ocean vortices with a core // *Intrathermoclinic Vortices in the Ocean*. M.: IOANN, 1986. P. 5–7 [In Russian].
  50. Fennel W., Seifert T., Kayser B. Rossby radii and phase speeds in the Baltic Sea // *Continental Shelf Research*. 1991. № 11 (1). P. 23–36. [https://doi.org/10.1016/0278-4343\(91\)90032-2](https://doi.org/10.1016/0278-4343(91)90032-2).
  51. Fer I., Bosse A., Ferron B., Bouruet-Aubertot P. The dissipation of kinetic energy in the Lofoten Basin Eddy // *Journal of Physical Oceanography*. 2018. № 48 (6). P. 1299–1316. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-17-0244.1>.
  52. Filyushkin B.N., Sokolovskiy M.A., Lebedev K. V. Evolution of an Intrathermocline Lens over the Lofoten Basin // *The Ocean in Motion*. Cham: Springer, 2018. P. 333–347. [https://doi.org/10.1007/978-3-319-71934-4\\_21](https://doi.org/10.1007/978-3-319-71934-4_21).
  53. Fu L.L., Le Traon P.-Y. Satellite altimetry and ocean dynamics // *Comptes Rendus Geosciences*. 2006. № 338 (14–15). P. 1063–1076.
  54. Gascard J.-C., Mork K.A. Climatic Importance of Large-Scale and Mesoscale Circulation in the Lofoten Basin Deduced from Lagrangian Observations // *Arctic–Subarctic Ocean Fluxes*. Dordrecht: Springer Netherlands, 2008. P. 131–143. [https://doi.org/10.1007/978-1-4020-6774-7\\_7](https://doi.org/10.1007/978-1-4020-6774-7_7).
  55. Gill A.E. *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Volume 1. Moscow: Mir, 1986a. 396 p. [In Russian].
  56. Gill A.E. *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Volume 2. Moscow: Mir, 1986b. 415 p. [In Russian].
  57. Gnevyshev V.G., Belonenko T.V. Rossby's paradox and its solution // *Hydrometeorology and ecology*. 2020. No. 61. pp. 480–493. <https://doi.org/10.33933/2074-2762-2020-61-480-493> [In Russian].
  58. Gordeeva S.M., Zinchenko V.A., Koldunov A. V., Raj R.P., Belonenko T. V. Statistical analysis of long-lived mesoscale eddies in the Lofoten basin from satellite altimetry // *Advances in Space Research*. 2020. № 68 (2). P. 364–377. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.05.043>.

59. Guinehut S., Dhomps A.-L., Larnicol G., Le Traon P.-Y. High resolution 3-D temperature and salinity fields derived from in situ and satellite observations // *Ocean Science*. 2012. № 8 (5). P. 845–857. <https://doi.org/10.5194/os-8-845-2012>.
60. Helland-Hansen B., Nansen F. The Norwegian Sea: Its physical oceanography based upon the Norwegian Researches 1900–1904, Report on Norwegian Fishery and Marine Investigation, vol. II. Kristiania: Det Mallingske bogtrykkeri, 1909. 390 p.
61. Houry S., Dombrowsky E., De Mey P., Minster J.-F. Brunt-Väisälä Frequency and Rossby Radii in the South Atlantic // *Journal of Physical Oceanography*. // 1987. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1987\)017<1619:bvfarr>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1987)017<1619:bvfarr>2.0.co;2).
62. Hua B.L., Ménesguen C., Le Gentil S., Schopp R., Marsset B., Aiki H. Layering and turbulence surrounding an anticyclonic oceanic vortex: in situ observations and quasi-geostrophic numerical simulations // *Journal of Fluid Mechanics*. 2013. № 731. P. 418–442. <https://doi.org/10.1017/jfm.2013.369>.
63. IOC, SCOR, IAPSO. The international thermodynamic equation of seawater – 2010: Calculation and use of thermodynamic properties. Paris: UNESCO, 2010. 196 p. <https://doi.org/https://doi.org/10.25607/OBP-1338>.
64. Isachsen P.E. Baroclinic instability and the mesoscale eddy field around the Lofoten Basin // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2015. № 120 (4). P. 2884–2903. <https://doi.org/10.1002/2014JC010448>.
65. Isachsen P.E., Koszalka I., LaCasce J.H., Pedlosky J., Häkkinen S. Observed and modeled surface eddy heat fluxes in the eastern Nordic Seas // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2012. № 117 (8). P. 1–10. <https://doi.org/10.1029/2012JC007935>.
66. Ivanov V.V., Korablev A.A. Dynamics of an intrapiclinic lens in the Norwegian Sea // *Meteorology and hydrology*. 1995a. № 10. P. 55–62 [In Russian].
67. Ivanov V.V., Korablev A.A. Formation and regeneration of an intrapiclinic lens in the Norwegian Sea // *Meteorology and Hydrology*. 1995b. № 9. P. 102–110 [In Russian].
68. Jakobsen P.K., Ribergaad M.H., Quadfasel D., Schmith T., Hughes C.W. Near-surface circulation in the northern North Atlantic as inferred from Lagrangian drifters: Variability from the mesoscale to interannual // *Journal of Geophysical Research*. 2003. № 108 (C8). P. 3251. <https://doi.org/10.1029/2002JC001554>.
69. Kida S. Motion of an Elliptic Vortex in Uniform shear flow // *Journal of the Physical Society of Japan*. 1981. № 50 (10). P. 3517–3520.
70. Khmel'nitskaya O.K. The main hydrochemical characteristics of intermediate and deep water masses of the North Atlantic // *Bulletin of Moscow State University. Geography*. 2011. № 5 (6). P. 60–66 [In Russian].

71. Köhl A. Generation and stability of a quasi-permanent vortex in the Lofoten Basin // *Journal of Physical Oceanography*. 2007. № 37 (11). P. 2637–2651. <https://doi.org/10.1175/2007JPO3694.1>.
72. Koszalka I., LaCasce J.H., Andersson M., Orvik K.A., Mauritzen C. Surface circulation in the Nordic Seas from clustered drifters // *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2011. № 58 (4). P. 468–485. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2011.01.007>.
73. Kurkin A., Kurkina O., Rybin A., Talipova T. Comparative analysis of the first baroclinic Rossby radius in the Baltic, Black, Okhotsk, and Mediterranean seas // *Russian Journal of Earth Sciences*. 2020. № 20 (4). P. 1–10. <https://doi.org/10.2205/2020ES000737>.
74. Kushner P.J. Circulation, Vorticity, and Potential Vorticity // *Handbook of Weather, Climate, and Water: Dynamics, Climate, Physical Meteorology, Weather Systems, and Measurements*. Hoboken: John Wiley&Sons, Inc., 2003. P. 21–38.
75. Lavrova O.Yu., Kostyanoy A.G., Lebedev S.A., Mityagina M.I., Ginzburg A.I., Sheremet N.A. Complex satellite monitoring of the seas of Russia. Moscow: IKI RAS, 2011. 480 p. [In Russian].
76. LeBlond P.H., Mysak L.A. *Waves in the ocean*. Amsterdam: Elsevier Scientific Publishing Company, 1981. 602 p.
77. Lellouche J.-M., Greiner E., Bourdallé-Badie R., Garric G., Melet A., Drévillon M., et al. The Copernicus Global 1/12° Oceanic and Sea Ice GLORYS12 Reanalysis // *Frontiers in Earth Science*. 2021. № 9. <https://doi.org/10.3389/feart.2021.698876>.
78. Malinin V.N. *General Oceanology: Part I. Physical Processes*. St. Petersburg: RSHU, 1998. 342 p. [In Russian].
79. Mamaev O.I. *Physical Oceanography: Selected Works*. Moscow: VNIRO Publishing House, 2000 [In Russian].
80. Marshall J., Schott F. Open-ocean convection: Observations, theory, and models // *Reviews of Geophysics*. 1999. № 37 (1). P. 1–64. <https://doi.org/10.1029/98RG02739>.
81. Mauritzen C. Production of dense overflow water feeding the North Atlantic across the Greenland-Scotland Ridge // *Deep Sea Res. I*. 1996. № 43. P. 769–805.
82. McDougall T.J., Barker P.M. Getting started with TEOS-10 and the Gibbs Seawater (GSW) Oceanographic Toolbox. 2011. 28 p.
83. Meacham S.P. Quasigeostrophical ellipsoidal vortices in stratified fluid // *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. 1992. № 16 (3–4). P. 189–223.
84. Meacham S.P., Pankratov K.K., Shchepetkin A.F., Zhmur V. V. The interaction of ellipsoidal vortices with background shear flows in a stratified fluid // *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. 1994. № 21 (2–3). P. 167–212. <https://doi.org/10.1016/0377->

0265(94)90008-6.

85. Meyer A., Sundfjord A., Fer I., Provost C., Villacieros Robineau N., Koenig Z., et al. Winter to summer oceanographic observations in the Arctic Ocean north of Svalbard // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2017. № 122 (8). P. 6218–6237. <https://doi.org/10.1002/2016JC012391>.
86. Mork K.A., Blindheim J. Variations in the Atlantic inflow to the Nordic Seas, 1955–1996 // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2000. № 47 (6). P. 1035–1057. [https://doi.org/10.1016/S0967-0637\(99\)00091-6](https://doi.org/10.1016/S0967-0637(99)00091-6).
87. Mulet S., Rio M.-H., Mignot A., Guinehut S., Morrow R. A new estimate of the global 3D geostrophic ocean circulation based on satellite data and in-situ measurements // *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*. 2012. № 77–80. P. 70–81. <https://doi.org/10.1016/j.dsr2.2012.04.012>.
88. Naumov L.M., Gordeeva S.M. Lateral transfer of heat and salt in the Lofoten basin: comparison based on three databases // *Fundamental and applied hydrophysics*. 2020. № 13 (3). P. 43–55. <https://doi.org/10.7868/S207366732003003X> [In Russian].
89. Nencioli F., Dong C., Dickey T., Washburn L., McWilliams J.C. A Vector Geometry–Based Eddy Detection Algorithm and Its Application to a High-Resolution Numerical Model Product and High-Frequency Radar Surface Velocities in the Southern California Bight // *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*. 2010. № 27 (3). P. 564–579. <https://doi.org/10.1175/2009JTECHO725.1>.
90. Nilsen J.E.Ø., Falck E. Variations of mixed layer properties in the Norwegian Sea for the period 1948–1999 // *Progress in Oceanography*. 2006. № 70 (1). P. 58–90. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2006.03.014>.
91. Nøst O.A., Isachsen P.E. The large-scale time-mean ocean circulation in the Nordic Seas and Arctic Ocean estimated from simplified dynamics // *Journal of Marine Research*. 2003. № 61 (2). P. 175–210. <https://doi.org/10.1357/002224003322005069>.
92. Novoselova E. V. Seasonal variability of the potential vorticity in the Lofoten vortex // *Russian Journal of Earth Sciences*. 2022. P. 1–16. <https://doi.org/10.2205/2022ES000786>.
93. Novoselova E.V., Belonenko T.V. Isopycnic advection in the Lofoten basin of the Norwegian Sea // *Fundamental and applied hydrophysics*. 2020. № 13 (3). P. 56–67. <https://doi.org/10.7868/S2073667320030041> [In Russian].
94. Novoselova E.V., Belonenko T.V., Gnevyshev V.G. The baroclinic radius of Rossby deformation in the Norwegian and Greenland seas // *Modern problems of remote sensing of the Earth from space*. 2020. № 17 (5). P. 228–240. <https://doi.org/10.21046/2070-7401-2020-17-5-228-240> [In Russian].

95. Nurser A.J.G., Bacon S. The rossby radius in the arctic ocean // *Ocean Science*. 2014. № 10 (6). P. 967–975. <https://doi.org/10.5194/os-10-967-2014>.
96. Okubo A. Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities such as convergences // *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*. 1970. № 17 (3). P. 445–454. [https://doi.org/10.1016/0011-7471\(70\)90059-8](https://doi.org/10.1016/0011-7471(70)90059-8).
97. Orvik K.A. The deepening of the Atlantic water in the Lofoten Basin of the Norwegian Sea, demonstrated by using an active reduced gravity model // *Geophysical Research Letters*. 2004. № 31 (1). P. 1–5. <https://doi.org/10.1029/2003GL018687>.
98. Orvik K.A., Skagseth Ø., Mork M. Atlantic inflow to the Nordic Seas: current structure and volume fluxes from moored current meters, VM-ADCP and SeaSoar-CTD observations, 1995–1999 // *Deep Sea Res. I*. 2001. № 48. P. 937–957.
99. Osiński R., Rak D., Walczowski W., Piechura J. Baroclinic rossby radius of deformation in the southern Baltic sea // *Oceanologia*. 2010. № 52 (3). P. 417–429. <https://doi.org/10.5697/oc.52-3.417>.
100. Østerhus S., Turrell W.R., Hansen B., Lundberg P., Buch E. Observed transport estimates between the North Atlantic and the Arctic Mediterranean in the Iceland-Scotland region // *Polar Research*. 2001. № 20 (2). P. 169–175. <https://doi.org/10.1111/j.1751-8369.2001.tb00053.x>.
101. Pankratov K.K., Zhmur V. V. A dynamics of desingularized quasigeostrophic vortices // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. 1991. № 3 (5). P. 1464. <https://doi.org/10.1063/1.857998>.
102. Pawlowicz R. What every oceanographer needs to know about TEOS-10 (The TEOS-10 Primer). 2010. 10 p.
103. Pedlosky J. *Geophysical Fluid Dynamics*. New York: Springer Verlag, 1984. 624 p.
104. Pereskokov A.I. On the physical nature of a large-scale anticyclonic cycle in the water column of the Norwegian Sea // *Oceanology*. 1999. № 364 (4). P. 549–552 [In Russian].
105. Pidcock R., Martin A., Allen J., Painter S.C., Smeed D.A. The spatial variability of vertical velocity in an Iceland basin eddy dipole // *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2013. № 72. P. 121–140. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2012.10.008>.
106. Poulain P.M., Warn-Varnas A., Niiler P.P. Near-surface circulation of the Nordic Seas as measured by Lagrangian drifters // *J. Geophys. Res.* 1996. № 101. P. 18237–18258.
107. Quadfasel D., Käse R. Present-day manifestation of the nordic seas overflows // *Geophysical Monograph Series*. 2007. № 173. P. 75–89. <https://doi.org/10.1029/173GM07>.
108. Raj R.P., Chafik L., Nilsen J.E.Ø., Eldevik T., Halo I. The Lofoten Vortex of the Nordic Seas // *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2015. № 96. P. 1–14.

- <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2014.10.011>.
109. Raj R.P., Halo I. Monitoring the mesoscale eddies of the Lofoten Basin: importance, progress, and challenges // *International Journal of Remote Sensing*. 2016. № 37 (16). P. 3712–3728. <https://doi.org/10.1080/01431161.2016.1201234>.
  110. Raj R.P., Halo I., Chatterjee S., Belonenko T. V., Bakhoday-Paskyabi M., Bashmachnikov I.L., et al. Interaction Between Mesoscale Eddies and the Gyre Circulation in the Lofoten Basin // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2020. № 125 (7). P. e2020JC016102. <https://doi.org/10.1029/2020JC016102>.
  111. Raj R.P., Johannessen J.A., Eldevik T., Nilsen J.E.Ø., Halo I. Quantifying mesoscale eddies in the Lofoten Basin // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2016. № 121. P. 4503–4521. <https://doi.org/10.1002/2016JC011637>.
  112. Richards C.G., Straneo F. Observations of water mass transformation and eddies in the Lofoten basin of the Nordic seas // *Journal of Physical Oceanography*. 2015. № 45 (6). P. 1735–1756. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0238.1>.
  113. Rossby C.-G. Planetary flow patterns in the atmosphere // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 1940. № 66. P. 68–87.
  114. Rossby C.-G. Relation between variations in the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action // *Journal of Marine Research*. 1939. № 2. P. 38–55.
  115. Rossby C.-G. On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems, II // *Journal of Marine Research*. 1938. № 1 (3). P. 239–263.
  116. Rossby C.-G. On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems // *Journal of Marine Research*. 1937. № 1. P. 15–28.
  117. Rossby C.-G. Dynamics of steady ocean currents in the light of experimental fluid mechanics. Massachusetts: Massachusetts Institute of Technology and Woods Hole Oceanographic Institution, 1936. 43 p. <https://doi.org/10.1575/1912/1088>.
  118. Romantsov V.A. Large-scale structure and features of average water circulation // *Problems of the Arctic and Antarctic*. 1991. № 65. P. 75–97 [In Russian].
  119. Rossby T., Ozhigin V.K., Ivshin V., Bacon S. An isopycnal view of the Nordic Seas hydrography with focus on properties of the Lofoten Basin // *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2009a. № 56 (11). P. 1955–1971. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2009.07.005>.
  120. Rossby T., Prater M.D., Søiland H. Pathways of inflow and dispersion of warm waters in the Nordic seas // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2009b. № 114 (4). P. 1–17. <https://doi.org/10.1029/2008JC005073>.

121. Saenko O.A. Influence of global warming on baroclinic Rossby radius in the ocean: A model intercomparison // *Journal of Climate*. 2006. № 19 (7). P. 1354–1360. <https://doi.org/10.1175/JCLI3683.1>.
122. Samelson R.M. Rossby, Ertel, and potential vorticity. Corvallis: Oregon State University, 2003. 8 p.
123. Sandalyuk N. V., Bosse A., Belonenko T. V. The 3-D Structure of Mesoscale Eddies in the Lofoten Basin of the Norwegian Sea: A Composite Analysis From Altimetry and In Situ Data // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2020. № 125 (10). P. e2020JC016331. <https://doi.org/10.1029/2020JC016331>.
124. Santieva E.K., Bashmachnikov I.L., Sokolovsky M.A. On the stability of the Lofoten vortex of the Norwegian Sea // *Oceanology*. 2021. № 61 (3). P. 353–365. <https://doi.org/10.31857/S0030157421030138> [In Russian].
125. Schubert W., Ruprecht E., Hertenstein R., Ferreira R.N., Taft R., Rozoff C., et al. English translations of twenty-one of Ertel's papers on geophysical fluid dynamics // *Meteorologische Zeitschrift*. 2004. № 13 (6). P. 527–576. <https://doi.org/10.1127/0941-2948/2004/0013-0527>.
126. Shakina N.P. Lectures on dynamic meteorology. Moscow: TRIADA LTD, 2013. 160 p. [In Russian].
127. Shchepetkin A.F. Interaction of Turbulent Barotropic Shallow-Water Flow With Topography // *Proceedings of Hawaiian Winter Aha Huliko'a Workshop*. 1995. . P. 225–237.
128. Smethie 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. № 48 (1). P. 189–215. [https://doi.org/10.1016/S0967-0637\(00\)00048-0](https://doi.org/10.1016/S0967-0637(00)00048-0).
129. Smilenova A., Gula J., Le Corre M., Houpert L., Reecht Y. A Persistent Deep Anticyclonic Vortex in the Rockall Trough Sustained by Anticyclonic Vortices Shed From the Slope Current and Wintertime Convection // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2020. № 125 (10). P. 1–27. <https://doi.org/10.1029/2019JC015905>.
130. Smith R.K. Potential Vorticity // 2003. [https://www.meteo.physik.uni-muenchen.de/lehre/roger/Adm\\_Lectures/PV.pdf](https://www.meteo.physik.uni-muenchen.de/lehre/roger/Adm_Lectures/PV.pdf).
131. Søliland H., Chafik L., Rossby T. On the long-term stability of the Lofoten Basin Eddy // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2016. № 121 (7). P. 4438–4449. <https://doi.org/10.1002/2016JC011726>.
132. Søliland H., Prater M.D., Rossby T. Rigid topographic control of currents in the Nordic Seas // *Geophysical Research Letters*. 2008. № 35 (18). P. L18607.



- <https://doi.org/10.1029/2008GL034846>.
133. Søliland H., Rossby T. On the structure of the Lofoten Basin Eddy // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2013. № 118 (9). P. 4201–4212. <https://doi.org/10.1002/jgrc.20301>.
  134. Spall M.A. Dynamics of downwelling in an eddy-resolving convective basin // *Journal of Physical Oceanography*. 2010a. № 40 (10). P. 2341–2347. <https://doi.org/10.1175/2010JPO4465.1>.
  135. Spall M.A. Non-local topographic influences on deep convection: An idealized model for the Nordic Seas // *Ocean Modelling*. 2010b. № 32 (1–2). P. 72–85. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2009.10.009>.
  136. Spall M.A., Pickart R.S. Where does dense water sink? a subpolar gyre example // *Journal of Physical Oceanography*. 2001. № 31 (3). P. 810–826. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2001\)031<0810:WDDWSA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2001)031<0810:WDDWSA>2.0.CO;2).
  137. Stepanov D.V. Estimation of the baroclinic radius of Rossby deformation in the Sea of Okhotsk // *Meteorology and Hydrology*. 2017. № 9. P. 83–89 [In Russian].
  138. Stewart R.H. *Introduction to Physical Oceanography*. Texas: Texas A&M University, 2008. 345 p.
  139. Sukhovey V.F. *Seas of the World Ocean*. L.: Hydrometeoizdat, 1986. 288 p. [In Russian].
  140. Sueyoshi M., Yasuda T. Reproducibility and future projection of the ocean first baroclinic rossby radius based on the CMIP3 multi-model dataset // *Journal of the Meteorological Society of Japan*. 2009. № 87 (4). P. 821–827. <https://doi.org/10.2151/jmsj.87.821>.
  141. Talley L.D., Pickard G.L., Emery W.J., Swift J.H. *Dynamical Processes for Descriptive Ocean Circulation // Descriptive Physical Oceanography*. Boston: Elsevier Ltd., 2011. P. 187–221. <https://doi.org/10.1016/b978-0-7506-4552-2.10007-1>.
  142. Travkin V.S., Belonenko T. V. Seasonal variability of mesoscale eddies of the Lofoten Basin using satellite and model data // *Russian Journal of Earth Sciences*. 2019. № 19. P. ES5004. <https://doi.org/10.2205/2019ES000676>.
  143. Travkin V.S., Belonenko T.V. Assessment of the depth of winter convection in the Lofoten basin of the Norwegian Sea and methods of its assessment // *Hydrometeorology and ecology. Oceanology*. 2020. № 59. P. 67–83. <https://doi.org/10.33933/2074-2762-2020-59-67-83> [In Russian].
  144. Travkin V.S., Belonenko T.V. Investigation of vortex variability in the Lofoten basin based on the analysis of available potential and kinetic energy // *Marine Hydrophysical Journal*. 2021. № 37 (3). P. 318–332. <https://doi.org/10.22449/0233-7584-2021-3-318-332> [In Russian].
  145. Travkin V.S., Belonenko T. V., Budyansky M. V., Prants S. V., Uleysky M.Y., Gnevyshev

- V.G., et al. Quasi-Permanent Mushroom-like Dipole in the Lofoten Basin // *Pure and Applied Geophysics*. 2022. № 179 (1). P. 465–482. <https://doi.org/10.1007/s00024-021-02922-9>.
146. Trodahl M., Isachsen P.E., Lilly J.M., Nilsson J., Kristensen N.M. The regeneration of the lofoten vortex through vertical alignment // *Journal of Physical Oceanography*. 2020. № 50 (9). P. 2689–2711. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-20-0029.1>.
147. Truesdell C.A.T. On Ertel's vorticity theorem // *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik*. 1951. № 2 (2). P. 109–114. <https://doi.org/10.1007/BF02586202>.
148. Verbrugge N., Mulet S., Guinehut S., Buongiorno-Nardelli B. ARMOR3D: A 3D multi-observations T, S, U, V product of the ocean // *Geophysical Research Abstracts*. 2017. № 19. P. EGU2017-17579.
149. Voet G., Quadfasel D., Mork K.A., Søiland H. The mid-depth circulation of the Nordic Seas derived from profiling float observations // *Tellus, Series A: Dynamic Meteorology and Oceanography*. 2010. № 62 (4). P. 516–529. <https://doi.org/10.1111/j.1600-0870.2010.00444.x>.
150. Volkov D.L., Belonenko T. V., Foux V.R. Puzzling over the dynamics of the Lofoten Basin - a sub-Arctic hot spot of ocean variability // *Geophysical Research Letters*. 2013. № 40 (4). P. 738–743. <https://doi.org/https://doi.org/10.1002/grl.50126>.
151. Volkov D.L., Kubryakov A.A., Lumpkin R. Formation and variability of the Lofoten basin vortex in a high-resolution ocean model // *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2015. № 105. P. 142–157. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2015.09.001>.
152. Wadhams P., Holfort J., Hansen E., Wilkinson J.P. A deep convective chimney in the winter Greenland Sea // *Geophysical Research Letters*. 2002. № 29 (10). P. 76-1-76-4. <https://doi.org/10.1029/2001GL014306>.
153. Walczowski W., Piechura J., Goszczko I., Wieczorek P. Changes in Atlantic water properties: an important factor in the European Arctic marine climate // *ICES Journal of Marine Science*. 2012. № 69 (5). P. 864–869. <https://doi.org/10.1093/icesjms/fss068>.
154. Weiss J. The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. 1991. № 48 (2–3). P. 273–294. [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(91\)90088-Q](https://doi.org/10.1016/0167-2789(91)90088-Q).
155. Winkler R., Zwatz-Meise V. Manual of synoptic satellite meteorology. Conceptual models and case studies. Version 6.8 // Vienna: Central Institute for Meteorology and Geodynamics Hohe Warte, 2001. <http://www.zamg.ac.at/docu/Manual>.
156. Wood R.A. Eddy Generation by Instability of a Highly Ageostrophic Front: Mean Flow Interactions and Potential Vorticity Dynamics // *Mesoscale/Synoptic Coherent Structures in*

- Geophysical Turbulence (Elsevier Oceanography Series, Vol. 50). Elsevier Science, 1989. P. 265–276. [https://doi.org/10.1016/S0422-9894\(08\)70190-9](https://doi.org/10.1016/S0422-9894(08)70190-9).
157. Ypma S.L., Georgiou S., Dugstad J.S., Pietrzak J.D., Katsman C.A. Pathways and Water Mass Transformation Along and Across the Mohn-Knipovich Ridge in the Nordic Seas // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2020. № 125. P. e2020JC016075. <https://doi.org/10.1029/2020JC016075>.
  158. Yu L.-S., Bosse A., Fer I., Orvik K.A., Bruvik E.M., Hessevik I., et al. The Lofoten Basin eddy: Three years of evolution as observed by Seagliders // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2017. № 122 (8). P. 6814–6834. <https://doi.org/10.1002/2017JC012982>.
  159. Zhmur V.V. Mesoscale vortices of the ocean. Moscow: GEOS, 2011. 384 p. [In Russian].
  160. Zhmur V.V., Arutyunyan D.A. Redistribution of energy during horizontal pulling of ocean vortices by barotropic currents // *Oceanology*. 2023. № 63 (1). P. 3–19. <https://doi.org/10.31857/S0030157423010185> [In Russian].
  161. Zhmur V.V., Belonenko T.V., Novoselova E.V., Suetin B.P. Direct and Inverse Energy Cascades in the Ocean during Vortex Elongation // *Doklady Earth Sciences*. 2022a. № 507 (3). P. 457–460. <https://doi.org/10.1134/S1028334X22601675>.
  162. Zhmur V.V., Belonenko T.V., Novoselova E.V., Suetin B.P. Application to the world ocean of the theory of transformation of a mesoscale vortex into a submesoscale vortex thread when the vortex elongates by an inhomogeneous barotropic flow // *Oceanology*. 2023a.
  163. Zhmur V.V., Belonenko T.V., Novoselova E.V., Suetin B.P. Conditions for the transformation of a mesoscale vortex into a submesoscale vortex thread when the vortex elongates by an inhomogeneous barotropic flow // *Oceanology*. 2023b.
  164. Zhmur V.V., Belonenko T.V., Novoselova E.V., Suetin B.P. Evolution of mesoscale vortices in the ocean into filaments inferred from altimeter data // *International Journal of Remote Sensing*. 2023c.
  165. Zhmur V.V., Belonenko T.V., Travkin V.S., Novoselova E.V., Harutyunyan D.A., Raj R.P. Changes in the Available Potential and Kinetic Energy of Mesoscale Vortices When They Are Stretched into Filaments // *Journal of Marine Science and Engineering*. 2023d. № 11 (6). P. 1131. <https://doi.org/10.3390/jmse11061131>.
  166. Zhmur V.V., Novoselova E.V., Belonenko T.V. Peculiarities of Formation the of Density Field in Mesoscale Eddies of the Lofoten Basin: Part 1 // *Oceanology*. 2021a. № 61 (6). P. 830–838. <https://doi.org/10.1134/S0001437021060333>.
  167. Zhmur V.V., Novoselova E.V., Belonenko T.V. Peculiarities of Formation the of Density Field in Mesoscale Eddies of the Lofoten Basin: Part 2 // *Oceanology*. 2022b. № 62 (3). P. 289–302. <https://doi.org/10.1134/S0001437022030171>.

168. Zhmur V.V., Novoselova E.V., Belonenko T.V. Potential vorticity in the ocean: Ertel and Rossby approaches with estimates for the Lofoten vortex // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2021b. № 57 (6). P. 632–641. <https://doi.org/10.1134/S0001433821050157>.
169. Zhmur V.V., Pankratov K.K. Dynamics of an ellipsoidal near-surface vortex in an inhomogeneous flow // *Oceanology*. 1989. № 29 (2). P. 205–211 [In Russian].
170. Zhmur V.V., Pankratov K.K. Long-range interaction of an ensemble of quasi-geostrophic ellipsoidal vortices. The Hamiltonian formulation // *Izvestia of the USSR Academy of Sciences*. 1990. № 26 (9). P. 972–981 [In Russian].
171. Zhmur V.V., Shchepetkin A.F. Evolution of an ellipsoidal vortex in a stratified ocean in the f-plane approximation // *News of the Russian Academy of Sciences. Physics of the atmosphere and ocean*. 1991. № 27 (5). P. 492–503 [In Russian].
172. Zhmur V.V., Travkin V.S., Belonenko T.V., Arutyunyan D.A. Transformation of Kinetic and Potential Energy during Elongation of a Mesoscale Vortex // *Physical Oceanography*. 2022c. № 29 (5). P. 449–462. <https://doi.org/10.22449/0233-7584-2022-5-466-480>.
173. Zinchenko V.A., Gordeeva S.M., Sobko Y.V., Belonenko T.V. Analysis of Mesoscale eddies in the Lofoten Basin based on satellite altimetry // *Fundamentalnaya i Prikladnaya Gidrofizika*. 2019. № 12 (3). P. 46–54. <https://doi.org/10.7868/S2073667319030067> [In Russian].