

**Российская академия наук  
Институт вычислительной математики  
(ИВМ РАН)**

**Моделирование и анализ климатической  
изменчивости гидрофизических полей  
Северной Атлантики с высоким  
пространственным разрешением.**

Руководитель работы  
академик РАН

Саркисян А.С.

Москва 2008

## СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

**Руководитель работы,**  
гл. науч. сотр., академик

Саркисян А. С.

**Исполнители:**

д.ф.-м.н.

Дианский Н. А.

д.ф.-м.н.

Мошонкин С. Н.

аспирант

Гусев А. В.

## РЕФЕРАТ

Отчет: 122с., 1 кн., 48 рис., 2 табл., 75 источник.

Ключевые слова:

МИРОВОЙ ОКЕАН, ЦИРКУЛЯЦИЯ ОКЕАНА, ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ, МОДЕЛИРОВАНИЕ КЛИМАТА, МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ, СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ И РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ, ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ПОДСЕТОЧНЫХ ЭФФЕКТОВ И ПОТОКОВ В СИСТЕМЕ ОКЕАН-АТМОСФЕРА, ПЕРЕНОС ПАССИВНОЙ ПРИМЕСИ.

**Объектом исследования** проекта является циркуляция океана и мезомасштабная структура гидрофизических полей в Северной Атлантике.

**Основной целью** проекта являются построение эффективных прогностических численных моделей гидродинамики океана высокого пространственного разрешения, разработка новых вычислительных алгоритмов и параметризаций физических процессов, численное моделирование и анализ формирования крупно- и мезомасштабной структуры океанических полей и их пространственно-временной изменчивости.

**Основной методикой** исследований служит численное моделирование, которое проводится в рамках проекта с помощью модели циркуляции океана, разработанной в ИВМ РАН, использующей  $\sigma$ -систему координат. В отчете приводится краткое описание этой модели и методов ее численной реализации.

За отчетный период получены следующие **результаты**.

Разработана и протестирована  $\sigma$ -модель ИВМ РАН с пространственным разрешением  $(1/4)^\circ$ , допускающим воспроизведение вихрей. По этой модели проведены серии расчетов на 15 лет для акватории Северной Атлантики от  $19^\circ\text{S}$  со Средиземным морем, Северного Ледовитого океана и Берингова моря. Показано, что полученные результаты адекватны современным представлениям о циркуляции Северной Атлантики, а разработанная  $\sigma$ -модель динамики океана вполне соответствует современному уровню моделирования циркуляции океана. С ее помощью возможна модельная реконструкция ежемесячных динамических и термохалинных океанских полей в Северной Атлантике.

Анализ экспериментов, обобщенных данных наблюдений и результатов моделирования других авторов показал, что учет обмена водами между Атлантикой и Арктикой через ключевые проливы, между Атлантикой и Средиземным морем принципиально важен для воспроизведения главных особенностей стратификации и

динамики всей Северной Атлантики. При этом роль так называемых придонных течений, эффект действия которые на сегодняшний день адекватно можно учесть только с помощью модели циркуляции, оказывается критически важной. Для воспроизведения этого феномена, в относительно узких проливах и при больших перепадах глубин, решающими факторами оказались использование сигма – координаты, вспомогательной функции тока и высокого пространственного разрешения. Все эти преимущества эффективно реализованы благодаря применению методов расщепления по физическим процессам и геометрическим координатам.

Разработана и протестирована разрешающая синоптические вихри океана  $\sigma$ -модель ИВМ РАН для акватории Северной Атлантики от  $10^{\circ}$  ю.ш. до  $60^{\circ}$  с.ш. с пространственными шагами  $0.16^{\circ}$  по долготе и  $0.08^{\circ}$  по широте. С помощью этой модели воспроизведено меандрирование Гольфстрима и интенсивное образование вихрей в области его струи. Гольфстрим имеет ярко выраженный струйный характер и меандрирует после отрыва от мыса Гаттерас. Скорости в Гольфстриме, до отрыва его от берега, превышают  $150$  см/с, а после отрыва составляют  $100$  см/с.

Проведен сравнительный анализ по воспроизведению Гольфстрима с помощью  $\sigma$ -моделей ИВМ РАН с разрешением  $0.16^{\circ} \times 0.08^{\circ}$  и  $(1/4)^{\circ}$ . Подтвержден вывод о том, что изменчивый характер течения Гольфстрим воспроизводится лучше в разрешающей вихри модели, чем в ее лишь допускающей разрешение вихрей варианте. Тем не менее, удалось приблизить воспроизведение пространственной структуры и изменчивости Гольфстрима в допускающей вихри модели к вихреразрешающей.

Расчеты с синоптическим атмосферным форсингом показали, что средняя по области расчета кинетическая энергия для варианта модели высокого разрешения увеличилась приблизительно на 10%. Однако, в среднем скорости в Гольфстриме практически не изменились. Это подтверждает тот факт, что система Гольфстрима и Северо-Атлантического течений во многом определяется собственной крупномасштабной динамикой океана.

На основе разрешающей вихри модели  $0.16^{\circ} \times 0.08^{\circ} \times 20$  проведено численное исследование возможных путей переноса икринок и личинок европейской сардины. Эксперименты сделаны для зимы и ранней весны 1995 и 1997 годов в районе экономической зоны Марокко, где, согласно данным измерений, наблюдались повышенные (1995г.) и пониженные (1997г.) скопления сардин. Анализ показал хорошее согласие результатов расчета с выловами сардин поколений 1995 и 1997 годов.

Полученные результаты соответствуют международному уровню; проведенные расчеты циркуляции в Северной Атлантике показывают высокую эффективность моделей и согласие расчетных характеристик с имеющимися данными наблюдений и результатами расчетов по зарубежным моделям.

Результаты выполненной работы будут использованы при разработке новых и усовершенствовании существующих моделей океанической и морской гидродинамики. Модели могут применяться и уже применяются для расчета циркуляции внутренних морей, а также приливов и штормовых нагонов окраинных морей России. Они могут использоваться для гидрометеорологического обеспечения в районах нефте- и газодобычи на океаническом шельфе. Модели могут быть использованы также для решения задач, связанных с экономической деятельностью и информационным обеспечением флота России.

Предполагается проводить дальнейшее совершенствование моделей в направлении улучшения параметризаций подсеточных процессов; создания эффективных, более точных численных методов и алгоритмов; физического обогащения моделей с учетом повышения пространственного разрешения.

**Степень внедрения:** сигма-модель используется в ряде проектов и сторонних организациях для исследования океанической и морской циркуляции, она служит океаническим блоком в совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана ИВМ РАН; разработанные версии модели океанической и морской циркуляции могут быть переданы заинтересованным потребителям. Модель с разрешением  $0.25^\circ$  передана в ИОРАН с целью ее использования для воспроизведения гидрофизических полей Северной Атлантики и исследования динамики и изменчивости основных климатообразующих течений.

**Область применения:**  $\sigma$ -модель в различных версиях может служить блоком совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана; с помощью различных версий  $\sigma$ -модели можно проводить расчеты и изучение мезо- и крупно- масштабной циркуляции Мирового океана, его отдельных акваторий а также окраинных и внутренних морей.

|   |           |
|---|-----------|
| <b>СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ .....</b>  | <b>2</b>  |
| <b>РЕФЕРАТ .....</b>  | <b>3</b>  |
| <b>ВВЕДЕНИЕ.....</b>  | <b>9</b>  |
| <b>1 ОПИСАНИЕ <math>\Sigma</math>-МОДЕЛИ ЦИРКУЛЯЦИИ ОКЕАНА.....</b>   | <b>13</b> |
| 1.1 Уравнения модели общей циркуляции океана.....   | 13        |
| 1.2 Модель льда.....  | 15        |
| 1.3 Основные особенности численной реализации $\sigma$ -модели океана ИВМ РАН .....   | 18        |
| 1.4 Граничные условия .....   | 21        |
| 1.5 Расчет граничных условий на поверхности океана.....   | 23        |
| <b>2 ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВОСПРОИЗВЕДЕНИЮ ЦИРКУЛЯЦИИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ С РАЗРЕШЕНИЕМ <math>(1/4)^\circ</math>....</b>   | <b>31</b> |
| 2.1 Введение .....  | 31        |
| 2.2 Описание параметров модели и условий проведения экспериментов.....  | 31        |
| 2.3 Анализ результатов моделирования циркуляции Северной Атлантики с разрешением $(1/4)^\circ$ . .....  | 33        |
| 2.3.1 Циркуляция Северной Атлантики в модели с разрешением $0.25^\circ$ . .....   | 34        |
| 2.4 Воспроизведение Гольфстрима в модели с разрешением $0.25^\circ$ .....   | 45        |
| <b>3 ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВОСПРОИЗВЕДЕНИЮ ЦИРКУЛЯЦИИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ В МОДЕЛИ СОВМЕСТНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ И СЕВЕРНОГО ЛЕДОВИТОГО ОКЕАНА С РАЗРЕШЕНИЕМ <math>(1/4)^\circ</math> .....</b> | <b>49</b> |
| 3.1 Введение .....  | 49        |
| 3.2 Описание параметров модели и условий проведения экспериментов.....  | 49        |

|       |  |           |
|-------|--|-----------|
| 3.3   | Анализ результатов моделирования циркуляции Северной Атлантики в модели совместной циркуляции Северной Атлантики и Северного Ледовитого океана с разрешением $(1/4)^\circ$ ..... | 51        |
| 3.4   | Выводы.....  | 53        |
| 4     | <b>ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ОБМЕНОВ ЧЕРЕЗ КЛЮЧЕВЫЕ ПРОЛИВЫ. ПРИДОННЫЕ ТЕЧЕНИЯ И ИХ РОЛЬ В ФОРМИРОВАНИИ ЦИРКУЛЯЦИИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ.</b> .....   | <b>58</b> |
| 4.1   | Численные эксперименты по воспроизведению циркуляции Атлантики и Арктики для исследования обменов через проливы. ....  | 59        |
| 4.2   | Обмен водами через Датский пролив. Придонное Восточно-Гренландское течение. Сравнение с данными наблюдений и модельными результатами других авторов. ....                        | 60        |
| 4.3   | Обмен водами через Фарерско-Шетландский пролив. Влияние на Северную Атлантику процессов на Полярном фронте .....   | 65        |
| 4.4   | Обмены через Гибралтар. Влияние на циркуляцию термохалинной конвекции в Средиземном море. Сравнение с данными наблюдений .....   | 69        |
| 4.5   | Выводы.....  | 73        |
| 5     | <b>ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВОСПРОИЗВЕДЕНИЮ ЦИРКУЛЯЦИИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ С РАЗРЕШЕНИЕМ <math>0.16^\circ \times 0.08^\circ</math></b> .....                                     | <b>77</b> |
| 5.1   | Введение .....   | 77        |
| 5.2   | Описание параметров модели и условий проведения экспериментов.....   | 77        |
| 5.3   | Результаты расчетов модели с разрешением $0.16^\circ \times 0.08^\circ$ .....  | 79        |
| 5.3.1 | Общая структура циркуляции .....   | 80        |
| 5.3.2 | Воспроизведение Гольфстрима в модели с разрешением $0.16^\circ \times 0.08^\circ$ .....  | 88        |
| 6     | <b>РАСЧЁТЫ ВОЗМОЖНЫХ ПУТЕЙ ПЕРЕНОСА ИКРИНОК И ЛИЧИНОК ЕВРОПЕЙСКОЙ САРДИНЫ ЗИМОЙ И РАННЕЙ ВЕСНОЙ 1995 И 1997 ГОДОВ В РАЙОНЕ ЭКОНОМИЧЕСКОЙ ЗОНЫ МАРОККО.</b>                       | <b>90</b> |
| 6.1   | Методика расчета переноса пассивной примеси.....   | 91        |
| 6.1.1 | Гибридная схема переноса.....  | 92        |
| 6.2   | Начальное положение ПП и сроки выброса.....  | 93        |
| 6.2.1 | Координаты выпуска .....   | 93        |

|            |   |            |
|------------|---|------------|
| 6.2.2      | Слой.....   | 94         |
| 6.2.3      | Сроки.....  | 94         |
| <b>6.3</b> | <b>Расчёты переноса ПП зимой и ранней весной 1995 г. ....</b> | <b>95</b>  |
| <b>6.4</b> | <b>Расчёты переноса ПП зимой и ранней весной 1997 г. ....</b> | <b>105</b> |
| <b>6.5</b> | <b>Выводы.....</b>  | <b>105</b> |
|            | <b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....</b>                                       | <b>115</b> |
|            | <b>ЛИТЕРАТУРА.....</b>  | <b>118</b> |

## ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее актуальных проблем современной науки является проблема глобальных изменений природной среды, в том числе глобальных изменений климата. Важное место в этой проблеме занимают исследования Мирового океана, его гидрофизической, крупномасштабной изменчивости. Основным инструментом исследований здесь являются математическое моделирование и вычислительный эксперимент, проводимый с помощью численных моделей общей циркуляции океана. Главной проблемой моделирования циркуляции океана в настоящий момент является создание моделей высокого пространственного разрешения, способных воспроизводить структуры течений, вихревых образований, прибрежной и придонной динамики и т.д. с высокой точностью на значительной акватории.

Данный проект посвящен исследованию циркуляции океана в Северной Атлантике. Этот район представляет собой наиболее исследованную акваторию Мирового океана. В научной литературе опубликовано большое число работ и отчетов по проектам, посвященных моделированию циркуляции в этом районе. Здесь проведен ряд сравнений различных моделей достаточно высокого разрешения (см., например, отчет по проекту DYNAMO (Barnard et al. 1997), статьи (Hurlburt and Hogan 2000 (проект DAMEE-NAB)), (Bleck et al 1995), (Smith et al. 2000), (Chassignet et al. 2003), Redler et al. (проект FLAME)).

Сравнение трех моделей с одинаковым пространственным разрешением порядка  $(1/3)^\circ$  в проекте DYNAMO показало, что они дают существенно отличающиеся друг от друга и от наблюдений результаты. При этом эти отличия меньше, чем при более грубом разрешении, но, по признанию самих авторов, этого недостаточно для декларации успехов эксперимента. Так во всех моделях, при расчетах на длительный срок, не удалось получить отрыв Гольфстрима от мыса Гаттерас. Основную причину недостатков своих расчетов они видели в невысоком пространственном разрешении.

В работах (Bleck et al 1995), (Hurlburt and Hogan 2000) показана целесообразность уменьшения пространственных шагов от  $0.9^\circ$  до  $0.08^\circ$  и более для повышения адекватности моделей. Наконец более подробное исследование (Smith et al. 2000) для большей части Атлантического океана с разрешением в  $0.1^\circ$  показало безусловный успех этой работы.

К настоящему времени научно-исследовательскими коллективами разных стран ведутся целенаправленные исследования по разработке эффективных численных моделей общей циркуляции Мирового океана высокого разрешения и изучению с их помощью

природы и изменчивости гидрофизических процессов, протекающих в толще океанских вод.

При проведении численных расчетов в рамках данного проекта мы отталкивались от результатов приведенных выше работ. Здесь мы использовали  $\sigma$ -модель циркуляции океана, разработанную в ИВМ РАН, главным отличием которой от других известных моделей является то, что в этой модели используется метод расщепления, который позволяет использовать неявные методы интегрирования. Поэтому наша модель является самой быстрой из известных моделей, если использовать ее на однопроцессорном компьютере.

В рамках работ по проекту проведена разработка и тестирование разрешающих вихри (разрешение  $0.16^\circ \times 0.08^\circ$ ) и допускающих вихри (разрешение  $1/4^\circ \times 1/4^\circ$ )  $\sigma$ -моделей ИВМ РАН, для акватории Северной Атлантики и совместной акватории Северной Атлантики и Северного Ледовитого океана. Проведенные усовершенствования версий  $\sigma$ -моделей Северной Атлантики высокого пространственного разрешения позволили повысить их физическую адекватность и, что особенно важно, быстродействие. Это позволило за прошедший этап провести серии расчетов по  $\sigma$ -моделям циркуляции Северной Атлантики на длительный срок: с пространственным разрешением  $(1/4)^\circ$  на 15 лет и с разрешением  $0.16^\circ \times 0.08^\circ$  на 4 – 5 лет.

Предварительный анализ результатов моделирования показал достаточно высокую физическую адекватность моделей природе. Как и ожидалось, разрешающая вихри модель воспроизводит вихревую структуру циркуляции океана, которая в областях средних широт существенным образом отличается от вихревой структуры, воспроизводимой в модели с более грубым разрешением.

Как показали наши расчеты, экваториальное Южное пассатное течение, переходя в Гвианское, далее дает начало течению Гольфстрим. Таким образом, при моделировании на длительный срок для улучшения воспроизведения Гольфстрима необходимо учитывать и формирование Южного пассатного течения.

В рамках работы проводились расчеты с помощью нескольких моделей разрешающего вихри и допускающего вихри классов. Модели собственно Северной Атлантики физически ограничены тем, что необходимо задавать каким-либо образом условия на жидких границах на севере и на юге области. Точно определить эти условия довольно сложно. Поэтому, для того, чтобы оценить влияние обменов с Северным Ледовитым океаном, было решено привлечь еще одну модель, разработанную в ИВМ РАН, область которой включает в себя Северную Атлантику, Северный Ледовитый океан и Берингово море. Т.е. в рамках настоящего исследования была проведена дополнительная работа по сравнительному

анализу допускающих вихри моделей Северной Атлантики и объединенной модели Северной Атлантики – Северного ледовитого океана – Берингова моря. Причем последняя модель имеет повернутую систему координат, чтобы избежать проблемы сгущения меридианов у Северного полюса. Характеристики областей этих моделей приведены в таблице:

| № | Диапазон по долготе | Диапазон по широте | Разрешение по долготе и широте | Размерность сеточной области ( $N_x \times N_y \times N_z$ ) |
|---|---------------------|--------------------|--------------------------------|--|
| 1 | 97.625°W÷35.125°E   | 19.375°S÷77.875°N  | 0.25°×0.25°                    | 532×390×27   |
| 2 | 97.92°W÷13.92°E     | 9.96°S÷59.96°N     | 0.16°×0.08°                    | 700×875×20   |
| 3 | -80°W÷180°E         | ~20°S÷Алеутск.о-ва | (1/4°)×(1/4°)                  | 620×440×27   |

В рамках работ по настоящему договору был сделан комплексный анализ результатов расчетов циркуляции Северной Атлантики по моделям 1, 2 и 3 (см. табл.), проведено сравнение с данными наблюдений. Показано, что качество результатов моделирования по этим моделям находится на уровне лучших зарубежных аналогов.

На основе реализации одной и той же  $\sigma$ -модели с различным пространственным разрешением, но с одним и тем же атмосферным форсингом проведен сравнительный анализ по воспроизведению Гольфстрима с разрешением 0.16°×0.08° и (1/4)°. Удалось приблизить воспроизведение струйных течений Северной Атлантики в допускающей вихри модели (1/4)° разрешения к результатам разрешающих вихри моделей.

Эти первые в нашей стране расчеты с таким высоким порядка (1/12)° пространственным разрешением на значительной акватории Северной Атлантики показали, что главным условием улучшения качества моделей является повышение пространственного разрешения и переход к такому высокому разрешению необходим. Впервые благодаря высокому разрешению получено меандрирование Гольфстрима и выявлено наличие вихрей и фронтальных зон в области его струи. Вместе с тем, они выявили ряд трудностей, с которыми столкнулись модели. С вычислительной точки зрения к ним следует отнести падение эффективности вычислений при увеличении пространственного разрешения. Эти расчеты также дали толчок для дальнейшего улучшения моделей, которое будет выполняться в ближайшее время.

За отчетный период сделана успешная попытка применения разрешающей вихри модели для расчетов переноса икринок и личинок европейской сардины. Эксперименты проведены для зимы и ранней весны 1995 и 1997 годов в районе экономической зоны Марокко. Здесь, согласно данным измерений, наблюдались повышенные (1995г.) и

пониженные (1997г.) скопления сардин. Анализ показал хорошее согласие результатов расчета с выловом сардин поколения 1995 и 1997 годов.

Для проведения такого рода расчетов был специально разработан блок переноса пассивной примеси – гибридная схема переноса. При разработке гибридной схемы переноса-диффузии требовалось, чтобы эта схема удовлетворяла двум условиям: 1) она должна быть монотонной; 2) ее численная реализация возможна при минимальных изменениях в структуре модели, которая построена на алгоритме расщепления. Гибридная схема переноса-диффузии представляет собой совокупность полу дивергентного оператора переноса и оператора диффузии, выписанных на сетке “С” Аракава (специальный подбор весовых коэффициентов для операторов). Таким образом, она автоматически удовлетворяет свойству неотрицательной определенности ее оператора. Следовательно, эту схему можно применять в принятых в модели алгоритмах расщепления с полу неявным или неявным способом интегрирования по времени.

# 1 ОПИСАНИЕ $\sigma$ -МОДЕЛИ ЦИРКУЛЯЦИИ ОКЕАНА.

## 1.1 Уравнения модели общей циркуляции океана.

Для моделирования циркуляции Северной Атлантики была разработана новая версия модели общей циркуляции океана ИВМ РАН (Дианский и др. 2002). В основе этой модели лежит система «примитивных» уравнений гидродинамики на сфере в приближениях гидростатики и Буссинеска. В качестве вертикальной переменной используется безразмерная переменная  $\sigma \in [0, 1]$ , задаваемая с помощью соотношения  $\sigma = (z - \zeta)/(H - \zeta)$ , где  $z$  - обычная вертикальная координата,  $H = H(\lambda, \varphi)$  — полная глубина океана,  $\zeta$  - отклонение уровня океана от невозмущенной поверхности,  $\lambda$  - долгота,  $\varphi$  - широта. Разностная аппроксимация пространственного оператора по горизонтали выполнена на сдвинутой C-сетке (по классификации Аракавы), регулярной по долготе и широте. Модель включает 4 прогностические величины:  $u, v$  — горизонтальные компоненты вектора скорости,  $T$  — температуру,  $S$  — соленость: На C-сетке точки температуры и солености расположены в узлах сетки, а точки скорости в серединах сторон квадратов сетки.

Уравнения движения:

$$\frac{du}{dt} - (l + m \cdot \sin \varphi \cdot u) v = \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} v_u \frac{\partial u}{\partial \sigma} + \frac{m}{H} D_u u - k \Delta^2 u - I_\lambda - \frac{m \partial (p_a - g \rho_0 \zeta)}{\rho_0 \partial \lambda}, \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} + (l + m \cdot \sin \varphi \cdot u) u = \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} v_u \frac{\partial v}{\partial \sigma} + \frac{m}{H} D_v v - k \Delta^2 v - I_\varphi - \frac{n \partial (p_a - g \rho_0 \zeta)}{\rho_0 \partial \varphi}, \quad (2)$$

уравнение гидростатики:

$$\frac{\partial p}{\partial \sigma} = g \rho H, \quad (3)$$

уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial H u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{n}{m} H v \right) + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} \frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{\partial \zeta}{\partial t}, \quad (4)$$

уравнение переноса-диффузии тепла:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} v_r \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \frac{m}{H} D_r T, \quad (5)$$

уравнение переноса-диффузии соли:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} v_s \frac{\partial S}{\partial \sigma} + \frac{m}{H} D_s S, \quad (6)$$

оператор переноса используется в полудивергентном виде:

$$\frac{H}{m} \frac{d\phi}{dt} = \frac{H}{m} \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left( Hu \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} + \frac{\partial Hu \phi}{\partial \lambda} \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{n}{m} Hv \frac{\partial \phi}{\partial \varphi} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{n}{m} Hv \phi \right) \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{\omega}{m} \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( \frac{\omega}{m} \phi \right) \right), \quad (7)$$

уравнение состояния:

$$\rho = \rho(T, S, p), \quad (8)$$

компоненты горизонтального градиента от интеграла плотности по вертикали:

$$I_1 = \frac{1}{2} g \left( \frac{\partial}{\partial \lambda} \left( H \int_0^\sigma \left( \rho - \sigma \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} \right) d\sigma \right) - \sigma \left( \frac{\partial H}{\partial \lambda} \rho - H \frac{\partial \rho}{\partial \lambda} \right) \right), \quad (9)$$

$$I_2 = \frac{1}{2} g \left( \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( H \int_0^\sigma \left( \rho - \sigma \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} \right) d\sigma \right) - \sigma \left( \frac{\partial H}{\partial \varphi} \rho - H \frac{\partial \rho}{\partial \varphi} \right) \right), \quad (10)$$

оператор горизонтальной диффузии:

$$D_\phi = m \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[ \mu_\phi \left( H \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} - \sigma \frac{\partial H}{\partial \lambda} \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} \right) \right] - m \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[ \mu_\phi \frac{\sigma}{H} \left( H \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} - \sigma \frac{\partial H}{\partial \lambda} \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} \right) \right] + \\ + n \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[ \mu_\phi \frac{n}{m} \left( H \frac{\partial \phi}{\partial \varphi} - \sigma \frac{\partial H}{\partial \varphi} \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} \right) \right] - n \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[ \mu_\phi \frac{n\sigma}{mH} \left( H \frac{\partial \phi}{\partial \varphi} - \sigma \frac{\partial H}{\partial \varphi} \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} \right) \right], \quad (11)$$

вертикальная скорость в  $\sigma$ -координатах

$$\omega = w - \left( m \frac{\partial Z}{\partial \lambda} u + n \frac{\partial Z}{\partial \varphi} v + \frac{\partial Z}{\partial t} \right) \quad (12)$$

$$l = 2\Omega \sin \varphi, \quad m = \frac{1}{r \cos \varphi}, \quad n = \frac{1}{r},$$

где  $\Omega$  — угловая скорость вращения Земли,  $r$  — ее радиус,  $\rho$  — плотность воды,  $\mu$ ,  $\nu$  — коэффициенты диффузии и вязкости,  $w$  — обычная вертикальная скорость,  $Z = \sigma H$

Слагаемые  $-k\Delta^2 \vec{u}$  в уравнениях (1)-(2) описывают горизонтальную диффузию 4-го порядка. Коэффициент  $k$  подбирается таким образом, чтобы при пространственно-временной аппроксимации уравнений (для простоты выпишем ее в одномерном случае) процесс диффузии 4-го порядка описывался следующим соотношением:

$$u_i^{n+1} = u_i^n - 0.0156 \cdot (u_{i+2}^n - 4u_{i-1}^n + 6u_i^n - 4u_{i+1}^n + u_{i+2}^n), \quad (13)$$

где  $i$  — номер узла пространственной сетки,  $n$  — номер шага по времени.

Это равенство представляет собой фильтр, позволяющий ослабить высокочастотные гармоники для компонент скорости примерно в 2 раза за шаг интегрирования и, следовательно, снизить шумы.

## 1.2 Модель льда.

Морской лед – важный элемент климатической системы. Он блокирует обмены теплом, импульсом и влагой океана и атмосферы. Поскольку, в отличие от так называемых солоноватых вод, соленость которых ниже 24.63 ‰, температура замерзания морских вод выше температуры максимальной плотности, именно ледовый покров предохраняет океан от полного перемешивания в зимний период и сохраняет запасы тепла в верхней части пикноклина (insulating capacity). Лед воздействует на плавучесть в океане посредством потоков тепла и соли, возникающих при его росте или таянии.

Для описания термической эволюции морского льда и снежного покрова (Яковлев, 2003) используется гипотеза о локально-одномерном характере процессов таяния и образования льда и снега. В целом физическая постановка задачи близка к классической работе (Parkinson and Washington, 1979). Предполагается, что термический режим снега и льда очень быстро приспосабливаются к заданным потокам, так что производной температуры по времени, или теплоемкостью снега и льда, можно пренебречь. Далее, будем считать коэффициент теплопроводности постоянным по всей толщине снежного или ледяного покрова. Это означает, что профиль температуры в соответствующей среде можно считать линейным. Заметим, что формулировка модели и программная реализация не накладывают жестких ограничений на аппроксимацию профиля коэффициента теплообмена, значимость теплоемкости снега и льда и число расчетных слоев в каждой из сред.

Поскольку процессы обмена тепловой энергией зависят от толщины льда, в модель была рассчитана на использование нескольких градаций толщины льда, так что задача термической эволюции льда и снега на нем решается отдельно для каждой из градаций. Например, в работе (Яковлев, 2003) используются следующие восемь градации льда по толщине: 0-10см, 10-30см, 30-70см, 70-120см, 1,2-2м, 2-4м, 4-6м, более 6м. Эти градации соответствуют принятой в России классификации льда по толщине – соответственно: нилас, серый и серо-белый лед, тонкий однолетний лед, промежуточный однолетний лед, толстый однолетний лед, и более 2 м - многолетние льды.

На верхней границе снега или льда задаются скорость выпадения осадков, потоки коротковолновой и длинноволновой радиации, рассчитываются потоки радиации, явного и скрытого тепла. Поток явного тепла на границе с атмосферой рассчитывался аналогично потоку явного тепла в океан с учетом возможности безветренных условий (см. главу 1.4).

На нижней границе льда задается значение температуры льда, равной температуре замерзания  $T_F$  при данной солёности (Markshtas, 1991).

Изменения сплоченности льда при процессах таяния учитываются «обычным» образом (Hibler, 1979), но отдельно для каждой градации толщины льда:

$$\frac{\partial A_k}{\partial t} = \begin{cases} \frac{(1 - \sum A_n) \partial m_{i,1}}{h^* \cdot \rho_i \partial t}, & \frac{\partial m_{i,1}}{\partial t} > 0, \quad k=1; \\ C_1 \frac{A_k}{m_{i,k}} \frac{\partial m_{i,k}}{\partial t}, & \frac{\partial m_{i,k}}{\partial t} < 0, \end{cases} \quad (14)$$

Здесь  $\rho_i$  - плотность льда,  $A_k$  - парциальная сплоченность  $k$ -ой градации,  $m_{i,k}$  - масса льда в  $k$ -ой градации,  $h^*$  - эмпирический параметр. Обычно для моделей с пространственным разрешением порядка 100 км этот параметр выбирается равным 50 см. Постоянная  $C_1$  выбирается в пределах 0,5-0,7. Такой выбор постоянных  $h^*$  и  $C_1$  делается для моделей с двумя градациями – открытой водой и толстым льдом, поэтому в дальнейшем для данной модели может потребоваться дополнительная настройка этих параметров.

Изменение массы льда задается уравнением:

$$\rho_i \frac{\partial m_{i,k}}{\partial t} = - \frac{A_k (Q_{ai} + Q_{wi})}{q_i}, \quad (15)$$

где  $Q_{ai}$  и  $Q_{wi}$  - потоки тепла из атмосферы и из океана соответственно,  $q_i$  - теплота плавления льда.

Про формирование потоков тепла подробно описано в главе 1.4. По аналогии с формулой (41), поток тепла из атмосферы в лед складывается из четырех компонент: явное и скрытое тепло, длинноволновая и коротковолновая радиация. Необходимо только заменить все параметры воды аналогичными параметрами для льда. Поток  $Q_{wi}$  рассчитывается по формуле (42), но имеет противоположный знак.

Температура льда определяется из условия равенства потоков

$$k_s \frac{T_s - T_i}{h_s} = k_i \frac{T_i - T_F}{h_i}, \quad (16)$$

где  $k_i$  и  $k_s$  - коэффициенты теплопроводности, а  $T_i$  и  $T_s$  – температура льда и снега соответственно.

Считается, что новый лед попадает в первую, самую тонкую, градацию по толщине. Уравнение изменения массы снега включает в себя дополнительное слагаемое, описывающее попадание снега в воду в случае уменьшения сплоченности льда за счет бокового таяния. Этот процесс формирует соответствующий поток солёности в океан.

Кроме того, для предотвращения накопления многолетнего снега введены механизмы превращения толстого снега в лед за счет «старения» снега и смерзания снежных кристаллов, и за счет погружения снега в лед в случае, когда плавучесть льды меньше массы льда и снега на нем (аналогично используемым в модели (Oberhuber, 1993)). В предлагаемой модели считается, что превращение снега в лед за счет «старения» происходит при толщине снега больше 50 см, а характерный масштаб времени такого превращения равен  $10^7$  сек.

Альbedo снега и льда зависят от их состояния (например, от температуры и толщины) – в работе различались состояния «сухой» и «тающей» поверхности. В сложных моделях альbedo поверхности вычисляется для нескольких спектральных интервалов падающего излучения, учитывается характер излучения, угол падения, наличие луж и т.д. (Ebert and Curry, 1993).

Выбор альbedo оказывает сильное влияние на характеристики снежного и ледового покрова. Наблюдения показывают (Flato and Brown, 1996), что альbedo сухого льда зависят от его толщины так, что альbedo льда толщиной 3 м равно 0,65, а альbedo льда толщиной 1 м – примерно 0,5. В модели выбиралось некоторое среднее значение 0,70, примерно соответствующее толщине льда 4 м. Альbedo тающего льда, согласно наблюдениям (Heron, Woo, 1994), сильно меняется до толщины примерно 4 м, после чего остается постоянным и равным 0,55. Альbedo тающего льда толщиной 1 м равно всего 0,25. Все это говорит о сложности выбора параметризации альbedo даже в случае задания его как функции только состояния поверхности.

В настоящей работе использован упрощенный вариант вышеописанной модели льда. Упрощение состояло в том, что в данном случае не учитывался перенос льда и использовалась одна градация по толщине. Вообще говоря при использовании данной модели льда, хорошо работающей в  $z$ -координатах, в  $\sigma$ -модели океана приходится сталкиваться с некоторыми трудностями. Основная из них состоит в том, что некоторые из уравнений модели льда аппроксимируются по времени принципиально явным образом. Если фактическое расстояние между соседними уровнями вертикальной сетки в  $z$ -системе не зависит от глубины, то в  $\sigma$ -системе это расстояние сильно уменьшается в прибрежной зоне, что требует ограничение минимальной глубины и уменьшения шага по времени в блоке льда, чтобы избежать численной неустойчивости. В данной модели для решения этой проблемы производится разбиение шага по времени океанического блока на несколько равных частей, и модель льда в течение одного основного временного шага работает соответствующее количество раз.

### **1.3 Основные особенности численной реализации $\sigma$ -модели океана ИВМ РАН**

Главная особенность модели, которая отличает ее от хорошо известных моделей океана таких как MOM (Modular Ocean Model) (Pacanovsky, Griffies, 1999), (Bryan, 1969, Semtner, 1974), (Ibrayev, 2001), использующие z-систему координат, или POM (Princeton Ocean Model) (Blumberg, Mellor, 1987) в  $\sigma$  - системе координат, а также других, заключается в том, что при численной реализации в данной модели используется метод расщепления (Марчук, 1980) по физическим процессам и пространственным координатам.

Для этого уравнения гидротермодинамики океана записываются в специальной, симметризованной форме. Она позволяет представить оператор дифференциальной задачи в виде суммы более простых операторов, каждый из которых является неотрицательным в норме, определяемой законом сохранения полной энергии. Это дает возможность расщепить оператор полной задачи на ряд более простых (Марчук, 1980) и построить пространственные аппроксимации соответствующих групп слагаемых (в разных уравнениях) так, чтобы "энергетическому" соотношению (закону сохранения), выполняющемуся для исходной дифференциальной задачи, удовлетворяли все расщепленные дискретные задачи. Данный прием во многом устраняет сложность аппроксимации слагаемых, содержащих градиенты давления, плотности и рельефа дна в уравнениях движения, записанных в  $\sigma$  - системе координат. Для полученных более простых эволюционных уравнений строятся разностные аппроксимации по геометрическим координатам на "C" - сетке (Mesinger, Arakawa, 1976).

Метод расщепления позволяет эффективно реализовывать неявные схемы интегрирования по времени для уравнений переноса - диффузии субстанций (используется аппроксимация Кранка-Николсон для процессов переноса и неявная – для диффузии и вязкости второго порядка). В задаче геострофического приспособления компоненты ускорения Кориолиса также аппроксимированы неявно. Использование неявных методов интегрирования по времени позволяет применять в модели временные шаги в несколько раз большие, чем в моделях общей циркуляции океана, основанных на явных схемах (с аналогичными пространственным разрешением и коэффициентами вязкости и диффузии). Это дает существенное увеличение быстродействия модели, что особенно важно при больших временах интегрирования, например для достижения квазиравновесного состояния.



$$\begin{cases} \frac{\partial A_k}{\partial t} = F_k^A \\ \frac{\partial m_k^i}{\partial t} = F_k^{m^i}, \quad k = \overline{1, N_{grad}} \\ \frac{\partial m_k^s}{\partial t} = F_k^{m^s} \end{cases} \quad (19)$$

— Модуль переноса-диффузии тепла (температуры):

$$\frac{H}{m} \frac{dT}{dt} = \frac{1}{mH} \frac{\partial}{\partial \sigma} v_T \frac{\partial T}{\partial \sigma} + D_T T. \quad (20)$$

— Модуль переноса-диффузии соли (солености):

$$\frac{H}{m} \frac{dS}{dt} = \frac{1}{mH} \frac{\partial}{\partial \sigma} v_S \frac{\partial S}{\partial \sigma} + D_S S. \quad (21)$$

— Модуль расчета плотности:

$$\rho = \rho(T, S, p). \quad (22)$$

Следует отметить, что из-за использования приближения гидростатики, необходимо на каждом шаге интегрирования уравнений модели проводить гидростатическое приспособление (выравнивание вертикальных профилей плотности, температуры и солености на тех участках, где градиент плотности отрицателен). Это выравнивание вертикального градиента плотности производится в модели либо непосредственно путем перемешивания на участках отрицательных градиентов, либо путем задания больших вертикальных коэффициентов диффузии на этих участках при решении задач (20) – (22).

— Модуль переноса-диффузии компонент горизонтальной скорости:

$$\begin{aligned} \frac{H}{m} \frac{du}{dt} - H \sin \varphi \cdot u v &= \frac{1}{mH} \frac{\partial}{\partial \sigma} v_u \frac{\partial u}{\partial \sigma} + D_u u, \\ \frac{H}{m} \frac{dv}{dt} + H \sin \varphi \cdot u u &= \frac{1}{mH} \frac{\partial}{\partial \sigma} v_u \frac{\partial v}{\partial \sigma} + D_v v. \end{aligned} \quad (23)$$

— Модуль адаптации гидрологических полей:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} - lv = -I_\lambda - \frac{m \partial (p_a - g \rho_0 \zeta)}{\rho_0 \partial \lambda}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + lu = -I_\varphi - \frac{n \partial (p_a - g \rho_0 \zeta)}{\rho_0 \partial \varphi}, \\ m \left[ \frac{\partial Hu}{\partial \lambda} + n \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{Hv}{m} \right) \right] + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} = \frac{\partial \zeta}{\partial t}. \end{cases} \quad (24)$$

При решении уравнений адаптации гидрологических полей (1.5.8) используется процедура выделения средних по глубине компонент вектора скорости  $\bar{u}, \bar{v}$  и отклонений от них (бароклинные составляющие)  $u', v'$ :

$$u = \bar{u} + u', \quad v = \bar{v} + v', \quad \bar{u} = \int_0^1 u d\sigma, \quad \bar{v} = \int_0^1 v d\sigma. \quad (25)$$

Уравнения для расчета  $\bar{u}, \bar{v}$ , а также уровня моря  $\zeta$  получаются после интегрирования (24) по вертикали с учетом граничных условий (31) и (35).

В результате приходим к задаче типа «мелкой воды» (атмосферное давление для простоты полагаем постоянным):

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - l\bar{v} + r\bar{u} = mg \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} - \int_0^1 I_\lambda d\sigma, \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + l\bar{u} + r\bar{v} = ng \frac{\partial \zeta}{\partial \varphi} - \int_0^1 I_\varphi d\sigma, \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} - m \left[ \frac{\partial H\bar{u}}{\partial \lambda} + n \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{H\bar{v}}{m} \right) \right] = 0. \end{cases} \quad (26)$$

где  $r$  – некий коэффициент придонного трения, используемый в случае грубого задания вертикальной сетки у дна. Уравнения для бароклинных составляющих скорости получаются путем вычитания (26) из (24). При этом получаются две задачи. Одна из них описывает внутренние инерционно-волны:

$$\begin{cases} \frac{\partial u'}{\partial t} - lv' = -I_1 + \int_0^1 I_\lambda d\sigma, \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + lu' = -I_2 + \int_0^1 I_\varphi d\sigma, \end{cases} \quad (27)$$

другая же представляет собой уравнение неразрывности в новой системе координат, необходимое для определения  $\omega$ :

$$m \left[ \frac{\partial Hu'}{\partial \lambda} + n \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{Hv'}{m} \right) \right] + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} = 0. \quad (28)$$

## 1.4 Граничные условия

Граничные условия на поверхности океана  $\sigma = 0$  (см. например, Алексеев, Залесный, 1993; Дианский, Багно, Залесный, 2002) для температуры и солености задаются следующим образом:

$$-\rho_0 c_0 v_T \frac{\partial T}{H \partial \sigma} = \rho_0 c_0 \gamma_T (T_0 - T) + Q_0 - 0.4 \cdot Q_{SW}, \quad -v_S \frac{\partial S}{H \partial \sigma} = \gamma_S (S_0 - S) - Q_{FW} S, \quad (29)$$

где  $\rho_0$ ,  $c_0$ , — плотность и теплоемкость морской воды, соответственно;  $\gamma_T$  и  $\gamma_S$  — коэффициенты, моделирующие отрицательные обратные связи, имеющиеся при реальном взаимодействии атмосферы и океана. Они "привязывают" модельные значения

температуры  $T$  и солёности  $S$  к значениям температуры и солёности на поверхности, полученным из наблюдений  $T_0$  и  $S_0$ , с некоторым временем релаксации;  $Q_0$  – баланс тепла на поверхности океана;  $Q_{SW}$  – баланс коротковолновой радиации на поверхности;  $Q_{FW}$  – поток пресной воды, включающий в себя разность осадков и испарений, сток рек и воду, образующуюся за счет таяния льда и снега. Коэффициент  $-0.4$  при  $Q_{SW}$  объясняется тем, что эта часть потока коротковолновой радиации проникает вглубь океана, экспоненциально затухая по глубине с параметром 20 м.

Для компонентов скорости используются условия следующего вида:

$$-\frac{v_u}{H} \frac{\partial u}{\partial \sigma} = \frac{\tau_1}{\rho_0}, \quad -\frac{v_v}{H} \frac{\partial v}{\partial \sigma} = \frac{\tau_2}{\rho_0}, \quad (30)$$

где  $\tau_1, \tau_2$  — компоненты напряжения трения ветра;

$$\omega = 0. \quad (31)$$

Поскольку вертикальная скорость в  $\sigma$ -координатах не равна вертикальной скорости в  $z$ -координатах, это равенство не является условием твердой крышки.

На дне  $\sigma = 1$  для температуры и солёности на дне задается условие отсутствия потоков тепла и соли:

$$v_T \frac{\partial T}{\partial \sigma} = v_S \frac{\partial S}{\partial \sigma} = 0 \quad (32)$$

Для горизонтальной задается условие придонного трения :

$$-\frac{v_u}{H} \frac{\partial u}{\partial \sigma} = \frac{\tau_\lambda^b}{\rho_0}, \quad -\frac{v_v}{H} \frac{\partial v}{\partial \sigma} = \frac{\tau_\phi^b}{\rho_0}. \quad (33)$$

Напряжение трения о дно параметризуется согласно формуле

$$(\tau_\lambda^b, \tau_\phi^b) = -C_d \sqrt{(u^2 + v^2 + e_b^2)} (u, v) \quad (34)$$

где  $C_d$  и  $e_b$  – некоторые эмпирические константы.

Для вертикальной скорости ставится условие непротекания:

$$\omega = 0. \quad (35)$$

Граничные условия на боковой цилиндрической поверхности, аппроксимирующей берега, следующие.

Для температуры и солёности ставится условие отсутствия потоков тепла и соли:

$$\mu_T \frac{\partial T}{\partial \vec{n}} = \mu_S \frac{\partial S}{\partial \vec{n}} = 0, \quad (36)$$

где  $\vec{n}$  - единичная конормаль к береговой поверхности.

Для горизонтальной скорости  $\vec{u} = (u, v)$  ставятся условия непротекания:

$$\vec{u} \cdot \vec{n} = 0 \quad (37)$$

и свободного скольжения:

$$\frac{\partial(\bar{u} - (\bar{u} \cdot \bar{n})\bar{n})}{\partial \bar{n}} = 0. \quad (38)$$

На «жидких» участках береговой границы ставятся условия т.н. «теплых» и «соленых» стенок:

$$T = T_{obs}, \quad S = S_{obs}, \quad (39)$$

где  $T_{obs}$  и  $S_{obs}$  — наблюдаемые значения температуры и солёности на жидких границах. В случае если жидкая граница представляет собой в устье впадающей реки, то условие (36) меняется (39) только для солёности.

В начальный момент времени  $t = 0$  задаются начальные значения горизонтальных компонент скорости, температуры и солёности:

$$u = u^0, \quad v = v^0, \quad T = T^0, \quad S = S^0. \quad (40)$$

Процедура решения уравнений модели основана на методе расщепления по физическим процессам и геометрическим координатам (Марчук, 1988).

## **1.5 Расчет граничных условий на поверхности океана.**

В настоящих расчетах для построения граничных условий в модели океана были использованы данные, подготовленные для проекта OMIP (Ocean Model Incomparision Project) (Griffies et. al. 2004), полученные на основе реанализа NCEP, включающие в себя следующие величины:

- температура воздуха  $T_A$  на 10 м;
- влажность  $Q_A$  на 10 м;
- падающая длинноволновая радиация  $LW_{DW}$ ;
- падающая коротковолновая радиация  $SW_{DW}$ ;
- осадки  $PR_A$ ;
- сток рек  $R$ ;
- атмосферное давление на уровне моря  $P_A$ ;
- скорость ветра на 10 м ( $W_\lambda, W_\varphi$ ).

Ниже приведены среднегодовые карты этих величин, которые позволяют судить о качестве подготовленных данных для расчета климатической циркуляции.

# Annual mean air temperature, grC

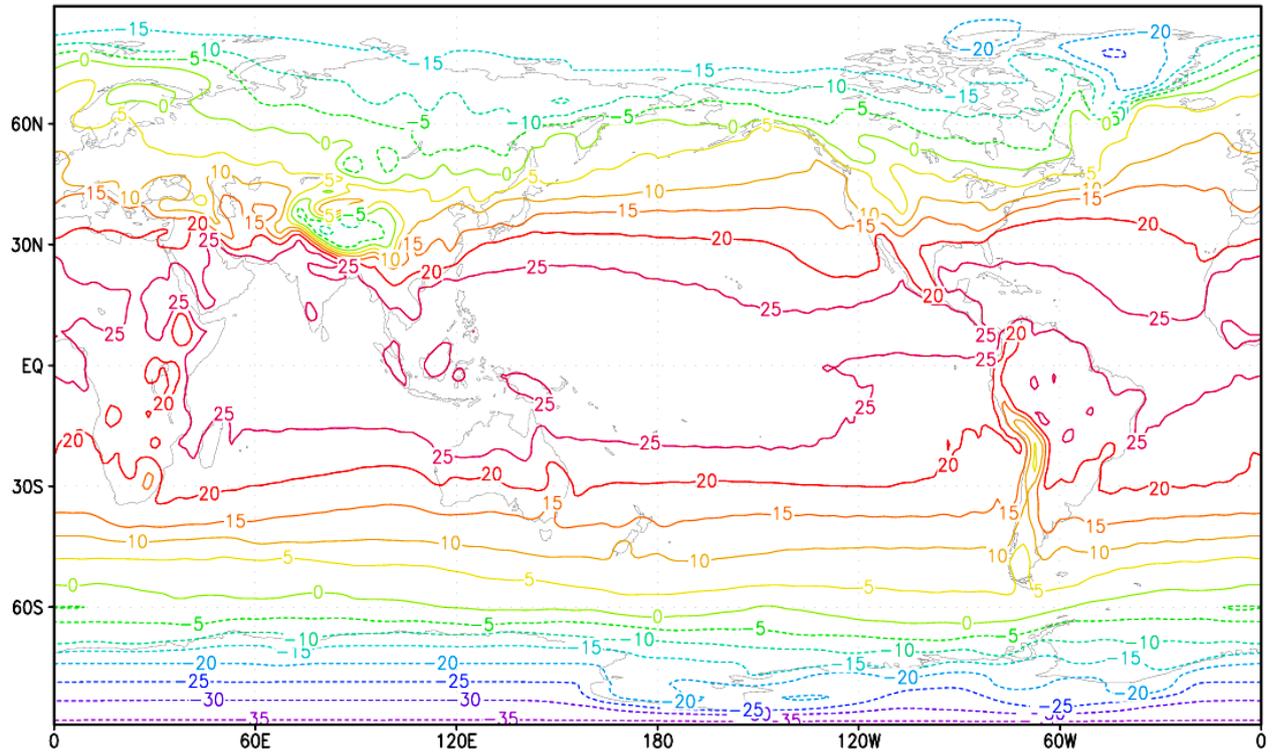


Рис.1.1 Среднегодовая температура воздуха на 10 м, °С

### Annual mean humidity, g/g

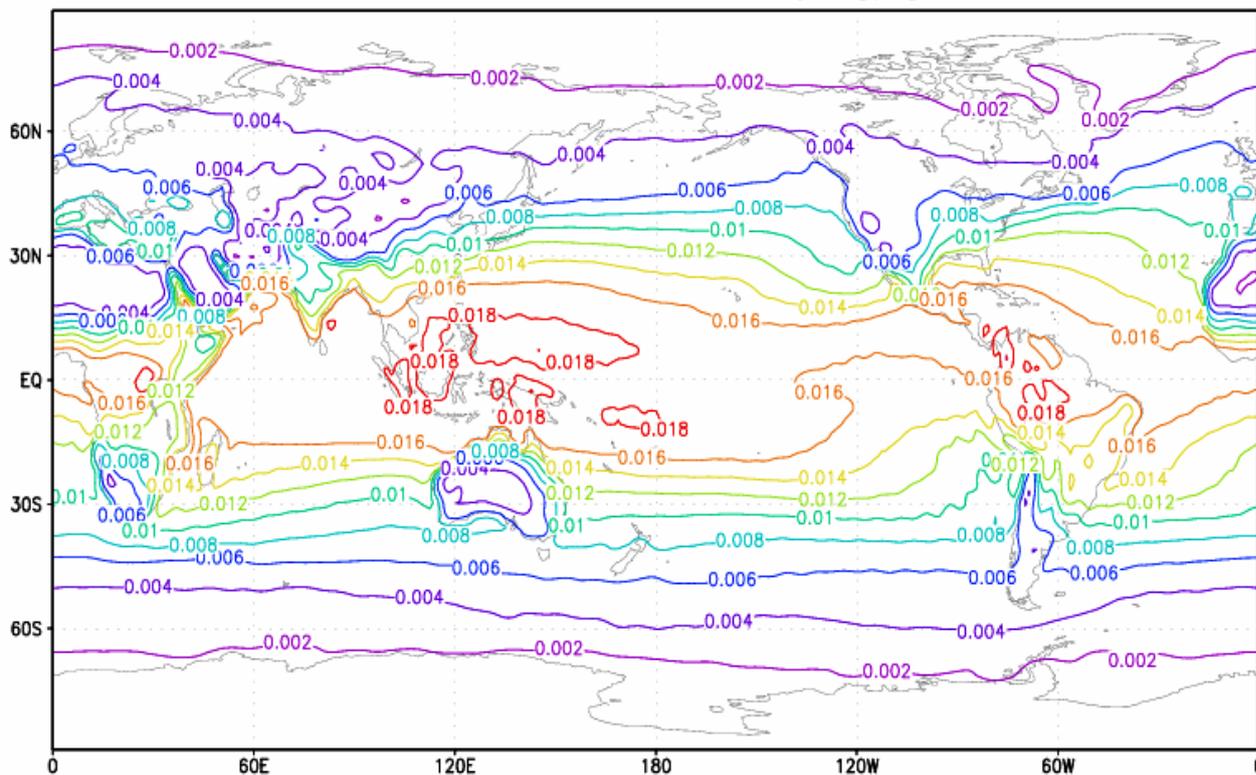


Рис. 1.2 Среднегодовая влажность воздуха на 10 м, г/г.

### Annual mean downward LW-radiation, W/m<sup>2</sup>

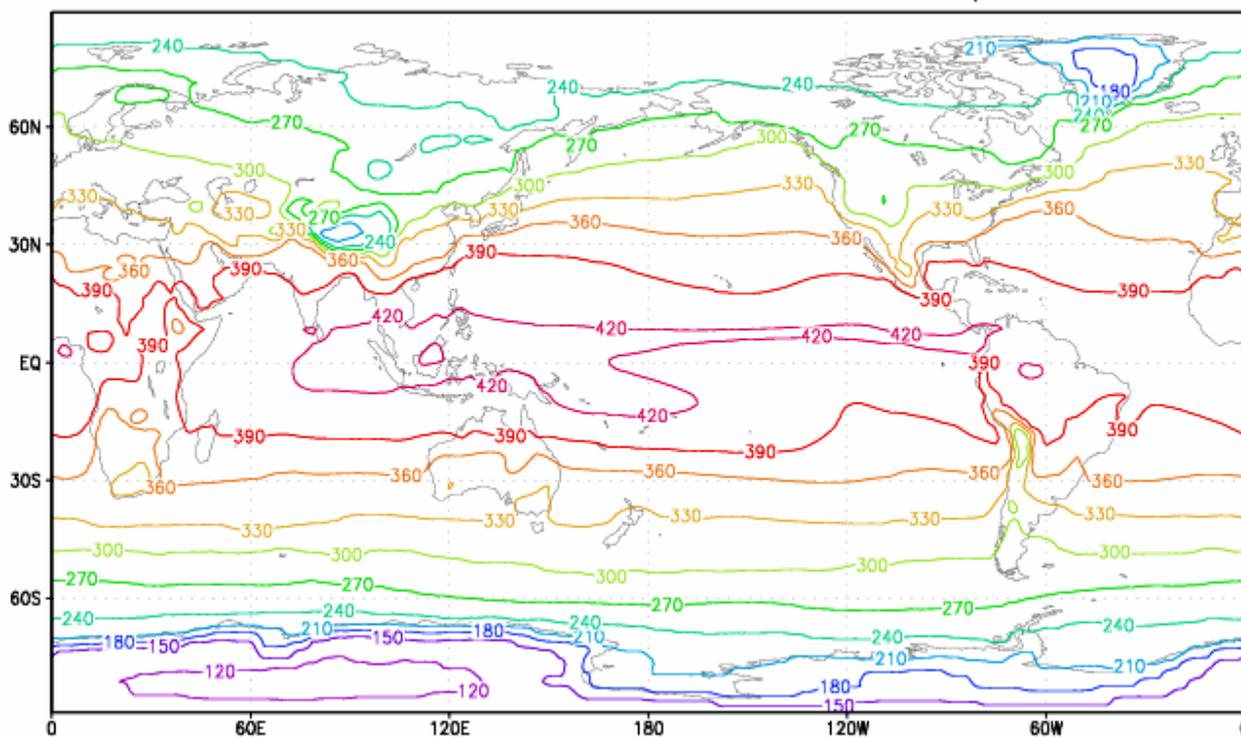


Рис.1.3 Среднегодовая падающая длинноволновая радиация, Вт/м<sup>2</sup>

### Annual mean downward SW-radiation, $W/m^2$

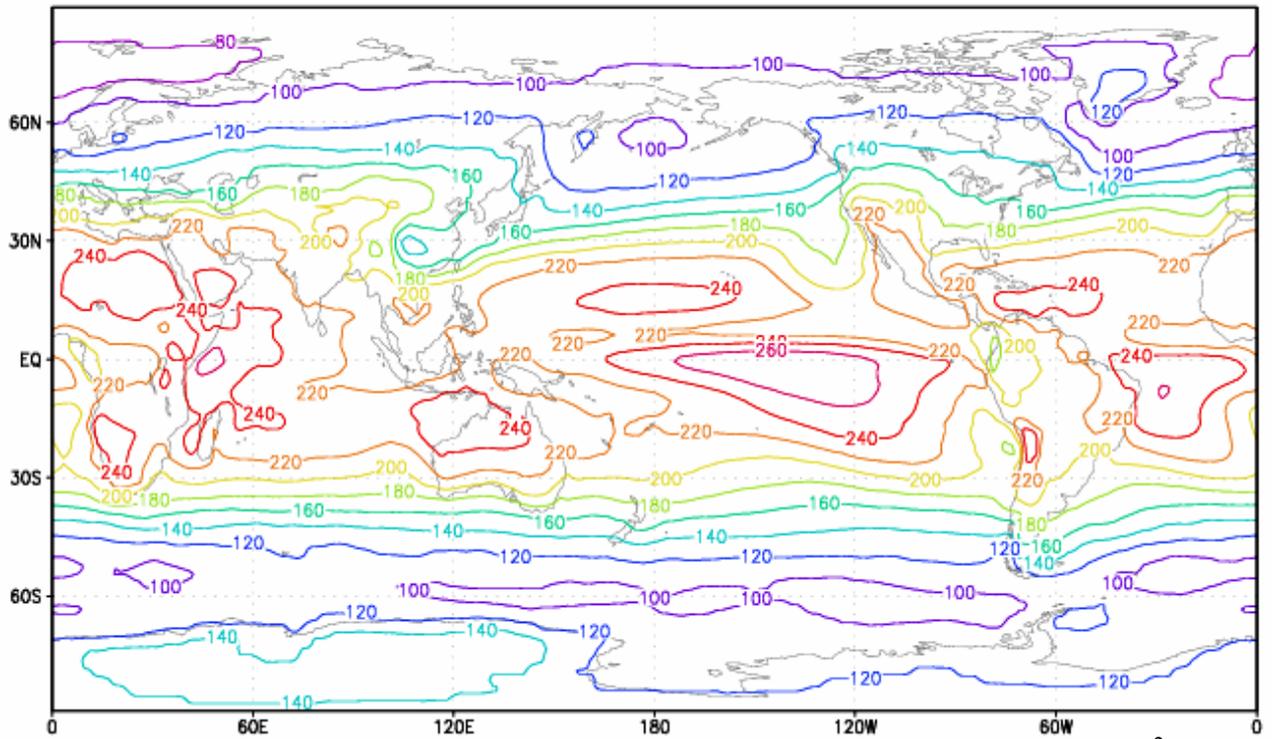


Рис.1.4 Среднегодовая падающая коротковолновая радиация,  $Вт/м^2$ .

### Annual mean precipitation, mm/day

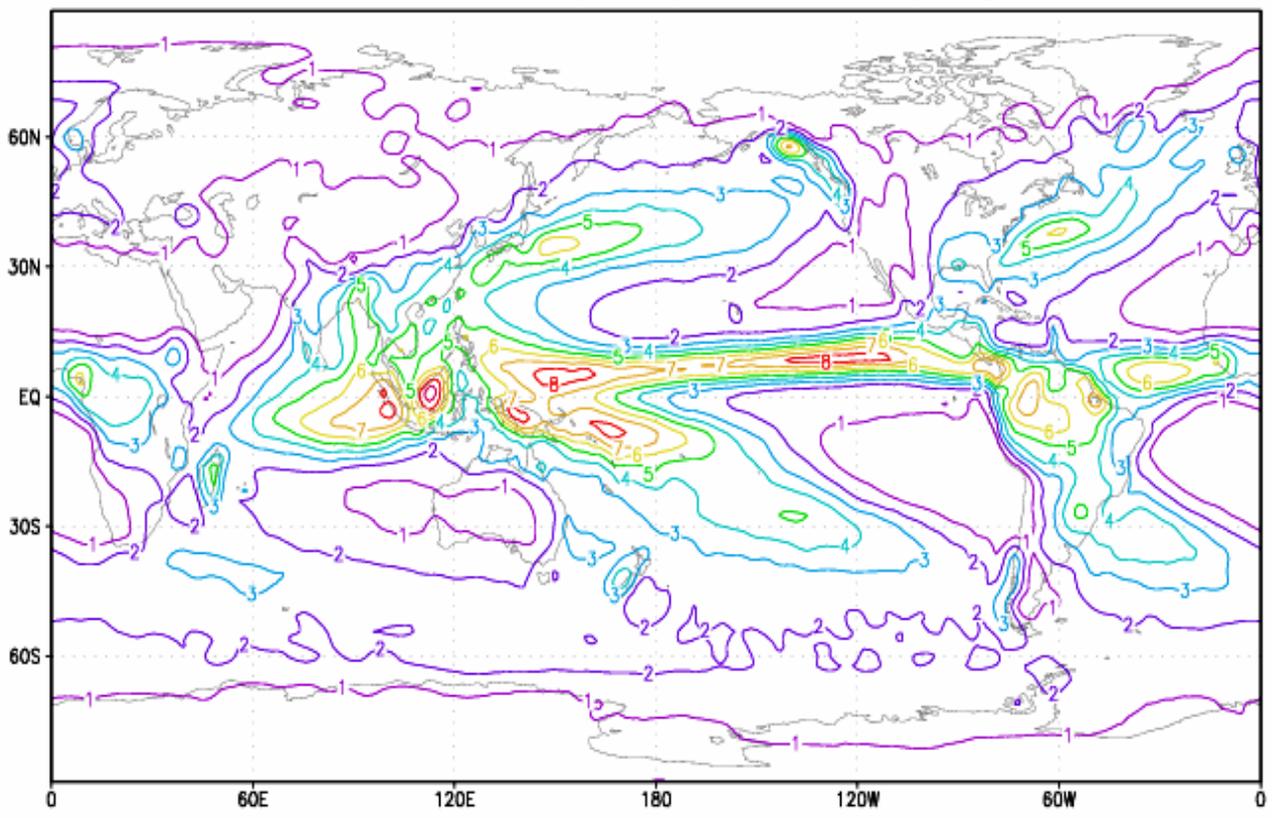


Рис. 1.5 Среднегодовые осадки, мм/день



В настоящее время при наших расчетах используется атмосферное воздействие 2-х типов, как уже было сказано подготовленная в рамках ОМIP. Первый – среднемесячные климатические поля атмосферного форсинга. Здесь все компоненты среднемесячных данных атмосферного воздействия, температура и соленость интерполировались на модельный временной шаг с помощью процедуры, которая позволяет сохранять среднемесячное значение проинтерполированного поля равным исходному (Дианский и др. 2002). Эта процедура использует реальное распределение количества дней месяцев с учетом високосных лет. Второй тип – это 6-ти часовые и суточные поля атмосферного форсинга, которые переводятся на модельный шаг без интерполяции по времени, когда берутся текущие значения атмосферных параметров. Это т.н. «нормализованный год», когда берутся среднемесячные значения атмосферного воздействия из форсинга первого типа и к ним добавляются отклонения от среднемесячных значений для наиболее стандартного конкретного года. Такая методика принята в данных ОМIP и, на наш взгляд, вполне приемлема для разгона модели. Поэтому среднемесячные и, следовательно, и среднегодовые параметры этих форсингов одинаковы.

Поскольку данные ОМIP были заданы в обычной географической системе координат, они переводились на модельную область внутри расчетного блока модели путем пространственной интерполяции, основанной на решении уравнения Лапласа и позволяющей избежать ложных экстремумов преобразуемой величины (Сухов, Гусев, 2005). И пространственная, и временная интерполяции реализованы непосредственно в модели, что позволяет подавать на вход среднемесячные данные, заданные в стандартной географической системе координат. Такой способ расчета граничных условий облегчает переход на любую новую региональную область Мирового океана.

Поток тепла  $Q_0$ , используемый в уравнении (29), рассчитывался по следующим балк-формулам:

На пространстве, не занятым льдом (открытой воде), поток тепла рассчитывается следующим образом:

$$Q_{OW} = Q_{SH} + Q_{LH} + Q_{SW} + Q_{LW}, \quad (41)$$

где:

$$Q_{SH} = (E_0 + \rho_A c_A C_D |\vec{W}|)(T_A - T) - \text{поток явного тепла};$$

$$Q_{LH} = (E_0 + \rho_A q_E C_D |\vec{W}|)(Q_A - Q_{\max}) - \text{поток скрытого тепла};$$

$$Q_{SW} = SW_{DW}(1 - \alpha_w) - \text{баланс коротковолновой радиации};$$

$$Q_{LW} = LW_{DW}E_w - E_w \sigma_{SB} T^4 - \text{баланс длинноволновой радиации}.$$

Здесь  $\rho_A$  - плотность воздуха,  $c_A$  - теплоемкость воздуха,  $q_E$  - удельная теплота парообразования,  $Q_{\max}$  - влажность насыщенного пара как функция температуры и давления,  $|\vec{W}| = \sqrt{W_\lambda^2 + W_\varphi^2}$  - модуль скорости ветра,  $C_D$  - безразмерный коэффициент, зависящий от свойств поверхности,  $E_0$  - параметр, характеризующий поток тепла для безветренной погоды и считающийся эквивалентным ветру 1 м/с,  $\alpha_w$  - альbedo (коэффициент отражения) воды,  $E_w$  - коэффициент, характеризующий способность к излучению (серость) воды,  $\sigma_{SB}$  - постоянная Стефана-Больцмана.

Поток тепла подо льдом рассчитывается по формуле:

$$Q_{OI} = -\rho_0 c_w C_b (h_i)(T - T_F), \quad (42)$$

где  $h_i$  - толщина льда,  $c_w$  - теплоемкость воды,  $T_F$  - температура замерзания воды при данной солености (Markshtas, 1991). Безразмерный коэффициент  $C_b$  зависит от толщины льда (Ebert and Curry, 1993):

$$C_b = \begin{cases} 1.26 \cdot 10^{-2} W_* / \sqrt{h_i}, & h_i < 3i, \\ 7.27 \cdot 10^{-3} W_*, & h_i \geq 3i, \end{cases} \quad (43)$$

где толщина льда берется в метрах, а коэффициент  $W_* \approx 1 \div 3$  (скорость в ед. см/с). Таким образом, вводится сильная зависимость потока тепла от толщины льда для тонкого однолетнего льда. В модели полагалось, что  $W_* \equiv 2$ .

Таким образом, полный поток тепла в ячейке рассчитывается по формуле:

$$Q_0 = A_0 \cdot Q_{OW} + (1 - A_0) \cdot Q_{OI}, \quad (44)$$

где  $A_0$  - доля ячейки, не занятая льдом.

Граничное условие (29) для потока солености в океан с учетом изменения массы льда и снега немного изменит свой вид:

$$Q_S = (S - S_i) \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial m_i}{\partial t} + S \cdot \min(0, \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial m_s}{\partial t}) - A_0 \cdot S \cdot Q_{FW} \quad (45)$$

где  $S_i$  - средняя соленость льда ( $\approx 4\%$ ),  $m_i, m_s$  - масса льда и снега (на единицу площади),  $Q_{FW}$  - поток пресной воды, включающий в себя разность осадков и испарений, а также сток рек. Второе слагаемое означает, что поток солености, связанный с изменением массы снега, возникает только при уменьшении его массы – таянии, либо попадании в воду за счет таяния лежащего под ним льда.

Испарения рассчитывались из потока скрытого тепла:

$$E = \frac{Q_{LH}}{\rho_0 g_E}. \quad (46)$$

Характер осадков в модели определяется по температуре воздуха – если последняя больше 0°C, то осадки считаются дождем, который не меняет свойств поверхности и целиком попадает в океан. В противном случае осадки считаются снегом и при наличии льда приводят к увеличению массы снежного покрова. Попадание осадков на открытую воду вызывает соответствующий поток солености.

Напряжение трения ветра рассчитывалось по формуле:

$$\vec{\tau} = \rho_a \cdot D \cdot |\vec{W}| \cdot \vec{W}, \quad (47)$$

где  $D = (1.1 + 0.0004 \cdot |\vec{W}|) \cdot 10^{-3}$  (скорость ветра в единицах см/с).

## 2 ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВОСПРОИЗВЕДЕНИЮ ЦИРКУЛЯЦИИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ С РАЗРЕШЕНИЕМ (1/4)°

### 2.1 Введение

Сигма-модель с пространственным разрешением (1/4)° была настроена на акваторию Северной Атлантики от 97.625°W до 35.125°E и 19.375°S до 77.875°N. Сеточная область в горизонтальной плоскости содержит 532×392 узлов сетки. По вертикали было задано 27 уровней с неравномерным заданием глубин на них. Модельная область включает в себя акваторию Средиземного моря, для описания обменов солью через Гибралтарский пролив, что очень важно для расчета циркуляции Северной Атлантики на длительные сроки. Здесь главным образом ставилась задача реализации модели и проведения начальных настроечных экспериментов с ней.

### 2.2 Описание параметров модели и условий проведения экспериментов.

Топография дна, используемая в модели, была получена из данных ETOPO5 разрешением 5'×5'. Для этого исходные данные высокого разрешения были сглажены для устранения локальных особенностей, а затем синтерполированы на модельную область. Далее модельная топография на сетке с разрешением по широте и долготе в (1/4)° была еще раз сглажена с целью устранения изломов, что очень важно в  $\sigma$ -координатах, и ограничена минимальной величиной в 7 м. Ненулевая глубина во всех точках области, включая береговые, необходима для  $\sigma$  - модели океана, поскольку здесь используется преобразование вертикальной координаты  $\sigma = \frac{z}{H}$  ( $z$  - геометрическая вертикальная координата,  $H(\lambda, \varphi)$  – глубина океана,  $\lambda$  и  $\varphi$  - географические долгота и широта).

Модельная область содержит 4 участка "жидких" границ на юге и севере области. На жидких границах от поверхности до дна на каждом шаге интегрирования задаются значения температуры и солёности по данным массива Левитуса. При длительном интегрировании модели необходимо учитывать сток основных рек, влияющих на распределение солёности. В данной версии модели это делается путем внесения соответствующих поправок в поток пресной воды (см раздел 1.4).

За отчетный период были проведены порядка десятка настроечных экспериментов, длительностью по 8-10 лет каждый. В ходе этих экспериментов выяснилось, что наиболее

адекватные результаты получаются при уменьшении коэффициентов боковой вязкости-диффузии. В численных экспериментах коэффициенты крупномасштабной горизонтальной диффузии для  $T$  и  $S$ , параметризующие подсеточную мезомасштабную вихревую активность, брались одинаковыми. Коэффициенты горизонтальной диффузии в меридиональном направлении задаются как функция глубины и широты, так что в окрестности экватора они составляют порядка  $50 \text{ м}^2/\text{с}$ , а в средних широтах существенно меньше – около  $1 \text{ м}^2/\text{с}$ . Даже при таких малых коэффициентах модель не теряет устойчивости, поскольку использует неявную схему интегрирования по времени, которая сама по себе является естественным фильтром. Коэффициенты горизонтальной вязкости в меридиональном и зональном направлениях выбирались вообще на два порядка меньше чем для температуры и солености, поскольку дополнительно использовалась сеточная фильтрация скоростей, определяемая сеточным оператором Лапласа второй степени. Эта процедура вязкости описана выше. На каждом шаге она подавляет 2-х шаговую сеточную «паразитную» моду приблизительно в 2 раза.

В первых экспериментах в качестве модели вертикального перемешивания выбиралась параметризация (Pacanovsky and Philander, 1981). Коэффициенты вертикальной вязкости вертикальной диффузии выбирались согласно параметризации как функции числа Ричардсона  $Ri$ . Коэффициент вязкости увеличивался от  $2 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  до  $77 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ , а диффузии - с фонового значения  $0,15 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  до  $50,15 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  с уменьшением  $Ri$  от больших величин до нуля. Чтобы избежать возможных выходов на поверхность океана термоклина и халоклина, в верхнем 5-метровом слое к коэффициенту диффузии добавлялась величина  $10 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ . В случае неустойчивой стратификации, когда  $Ri < 0$ , коэффициент вертикальной диффузии увеличивался до значения  $500 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ , а коэффициент вязкости брался равным  $77 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  (как для случая максимальной сдвиговой неустойчивости).

В последующих экспериментах использовалась параметризация Монины-Обухова. При этом минимальные значения коэффициентов вертикальных диффузии и вязкости для случая устойчивой стратификации брались  $0,1 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  и  $1 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  соответственно, а в случае неустойчивой по  $1000 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ . И так же в верхнем 5-метровом слое к коэффициенту диффузии добавлялась величина  $10 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ . Эта дополнительная диффузия препятствует «выклиниванию» профиля температуры. Это важно особенно для тропиков.

В качестве атмосферного форсинга наиболее приемлемым оказался вариант работы модели вместе с моделью термодинамики льда. В этом случае над свободной ото льда

поверхностью океана при расчете потоков явного и скрытого тепла по балк-формулам и длинноволнового излучения используется модельная ТПО. Таким образом, появляется дополнительная степень свободы для температуры, которая позволяет развиваться океанической синоптике в верхнем слое океана.

Быстродействие программной реализации модели на FORTRAN 90 для выбранной сеточной области при шаге 1 час составляет приблизительно 1 сутки процессорного времени на 250 дней модельного времени при расчетах на кластере PC IBM с тактовой частотой 3200 МГц.

### **2.3 Анализ результатов моделирования циркуляции Северной Атлантики с разрешением $(1/4)^\circ$ .**

Напомним, что сейчас в литературе за разрешением около  $(1/4)^\circ$  закрепилось название, которое на русский язык можно перевести, как «почти позволяющие воспроизводить вихри» (или кратко вихредопускающее). В нашу задачу входила комплексная настройка модели высокого разрешения. Такого рода работа включает в себя проверку алгоритмов, модификации отдельных программных блоков (особенно это касается блока расчета уровня океана, т.к. он является сравнительно новым для  $\sigma$ -модели), подбор параметров, предварительные сравнения с известными результатами моделирования и наблюдениями. Это требует анализа и дальнейшего необходимого изменения параметризаций физических процессов, используемых в модели. К этим процессам относятся, например, горизонтальный и вертикальный турбулентный обмены, конвективное перемешивание, взаимодействие атмосферы и океана посредством потоков тепла и массы. Такие мероприятия связаны с переходом на высокое пространственное разрешение, а значит и на иные масштабы пространственно-временного осреднения. Кроме того, в модель внедрен ряд оригинальных авторских нововведений, соответствующих современным представлениям о моделировании с высоким пространственным разрешением.

В ходе экспериментов выяснилось, что наилучшие результаты по воспроизведению климатической циркуляции модель демонстрирует при расчете атмосферных потоков «внутри» модели, которая реализуется в модели при использовании модели расчета термодинамики морского льда. При этом мы все же оставляли привязку по температуре и солености к поверхностным значениям согласно данным Левитуса. Эту привязку можно

интерпретировать как параметр релаксации величиной приблизительно 4 месяца по отношению к верхнему слою толщиной 50 м.

Все вышесказанное обусловило необходимость специфических численных экспериментов, которые представляли собой ряд вариантов расчетов сроком на 8-12 лет. В настоящем отчете мы приводим результаты одного из последних экспериментов, длительностью 8 лет. При выводе все двумерные массивы выводились с дискретностью 15 суток за весь срок интегрирования модели, а трехмерные поля – за последние 2 года.

### **2.3.1 Циркуляция Северной Атлантики в модели с разрешением 0.25°.**

Дадим краткий анализ особенностей пространственного распределения океанских полей и их сезонного хода в избранном варианте модельной реализации на второй год интегрирования. Подробное описание модели, области расчетов, граничных условий и используемых параметров приведено выше. Начальные условия для температуры и солености выбирались согласно январским данным атласа Левитуса с разрешением  $(1/4)^\circ$ . Расчет велся в прогностическом режиме варианте. Важно отметить, что начинался расчет с состояния покоя, то есть с нулевых скоростей. Поэтому быстрый выход структуры поля скорости в верхнем слое океана на состояние, близкое к реалистическому состоянию (см. ниже), говорит в пользу предлагаемого варианта модели.

По традиции сравним сначала крупномасштабные интегральные характеристики циркуляции, такие как интенсивность переноса масс воды в плоскости меридиан–глубина (overturning) в Свердрупсах ( $1 \text{ Св} = 10^6 \text{ м}^3/\text{с}$ ) и меридиональный перенос тепла течениями (МПТ) в петаваттах ( $1 \text{ ПВт} = 10^{15} \text{ Вт}$ ).

На рис. 2.1а показан среднегодовой перенос массы в меридиональной плоскости из сборника DYNAMO Group (1997) по модели в сигма–координатах (рис.4.1с из части 4 цитируемой работы). На рис. 2.1б показана меридиональная циркуляция (overturning) в верхнем 1000м слое, осредненная за последние 3 года интегрирования по представленной здесь модели. Наблюдается вполне удовлетворительное как качественное, так и количественное согласие: резкое нарастание на  $20\text{--}30^\circ\text{с.ш.}$  вращения вод в бароклинном слое по часовой стрелке (взгляд с востока на запад) при величинах более 20 Св; смены знаков циркуляции в верхнем слое к югу от экватора и на  $40\text{--}60^\circ\text{с.ш.}$

На рис.2.2 показан сплошной линией меридиональный перенос тепла течениями, осредненный также за последние 3 года интегрирования нашей модели и МПТ из (DYNAMO Group, 1997). Приведены также оценки, восстановленные с привлечением

данных наблюдений (Macdonald, Wunsch, 1996) с доверительными интервалами. Особенностью рассчитанного МПТ в Атлантике является его постоянство знака, что отвечает переносу тепла через экватор с юга на север, что вполне согласуется с данными наблюдений (см., например, Gulev 1996), приведенными на этих рисунках.

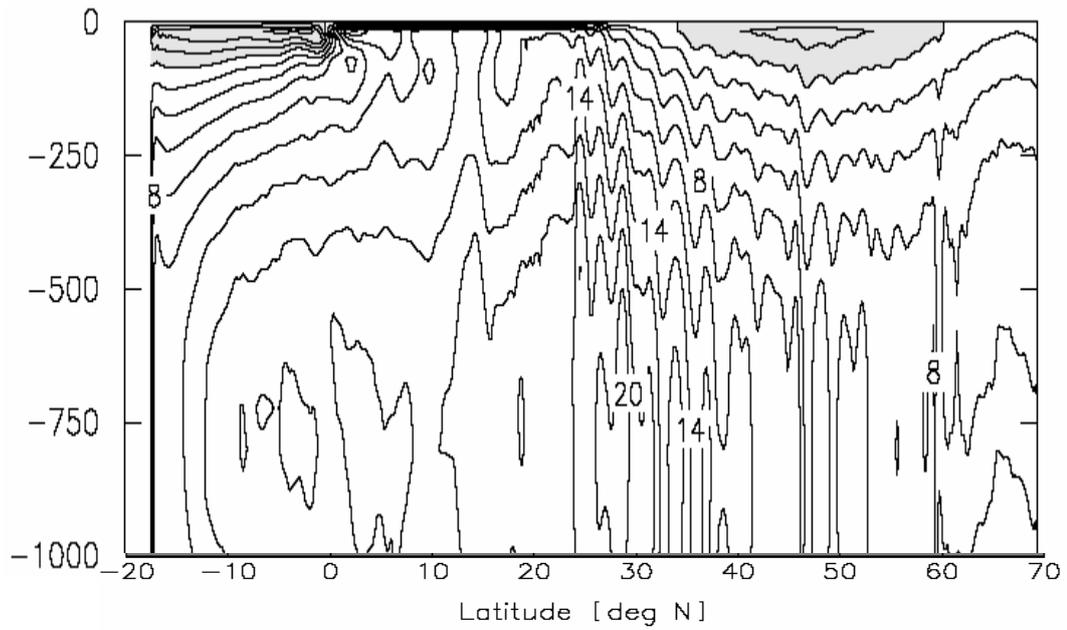
В целом можно констатировать сходство результатов по нашей модели с другими моделями и натурными данными. Занижение МПТ в Южном полушарии по сравнению как с  $\sigma$ -моделью из DNAMO может объясняться сформировавшейся здесь в верхнем слое до 300 м ячейкой циркуляции с вращением против часовой стрелки (рис.2.1б). По-видимому она обусловлена, тем, что наша модель существенно менее вязкая, чем модели из DNAMO, и, следовательно, требуется более тщательное задание условий на южной жидкой границе. Однако эти особенности слабо влияют на формирование более интересной для нас циркуляции в Северном полушарии. Последняя оказывается в хорошем соответствии, как с данными наблюдений, так и с другими расчетами. Это подтверждается так же и свежими результатами из работы (Barnier et al., 2005), с которыми наша модель также хорошо согласуется.

В данной версии модели осуществлен переход от функции тока к функции уровня океана  $\zeta(\lambda, \varphi, t)$  (оставлена также возможность при необходимости пересчета функции тока). Такой шаг сделан, прежде всего, для увеличения адекватности расчетов обменов через проливы. В достаточно узких проливах необходимость задавать нулевую функцию тока на границе приводила к искажениям обменов, что вело к "закрытию" ряда проливов и уменьшению в модельной области количества островов.

Заметим также, что функция тока чувствительна к рельефу дна и возможным искажениям поля плотности, так как во многом формируется за счет аномалий плотности в глубинных слоях океана. Функция уровня практически лишена этих недостатков, причем она более чувствительна к особенностям поля плотности верхнего бароклинного слоя океана. Кроме того, использование функции уровня для сигма-системы координат логичнее, так как оба эти средства моделирования улучшают качество воспроизведения обменов на мелководьях и в ключевых проливах, которые во многом определяют систему обменов и циркуляции на изучаемой акватории. Заметим, что переход на функцию уровня позволяет расширить спектр воспроизводимых движений в океане.

Важно также и то, что сейчас увеличивается объем доступных данных спутниковой альтиметрии, особо по району Северной Атлантики (СА) и Гольфстриму (см. данные NOAA), что увеличивает возможности тестирования модели и анализа процессов океанской изменчивости (см., например, (Niiler et al. 2003)).

Сравним поля уровня океана для района Гольфстрима, полученные в численных экспериментах (рис. 2.3), с упомянутыми обобщенными полями абсолютного



(c) SIGMA

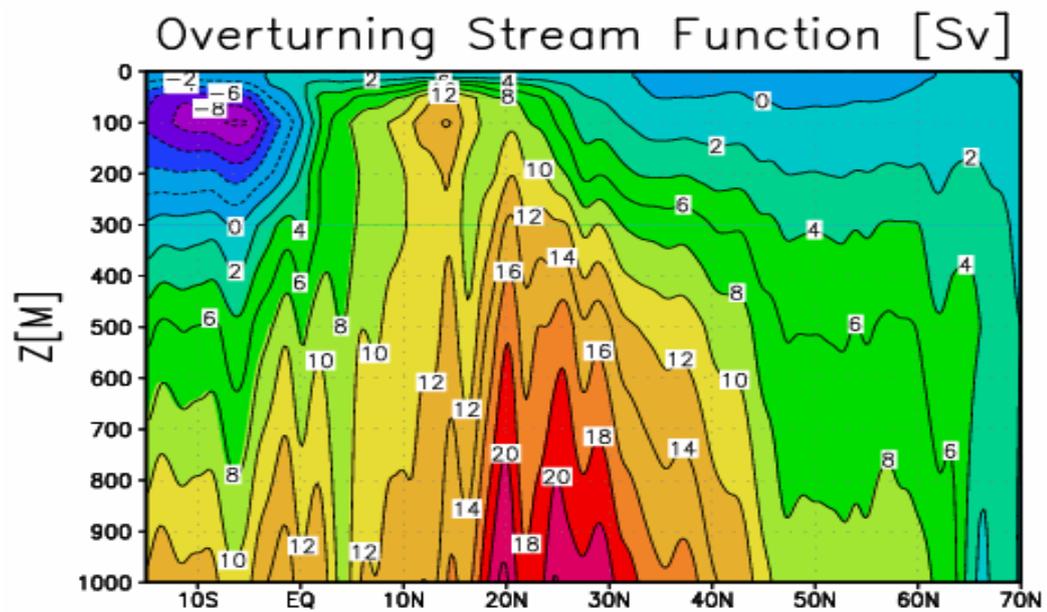
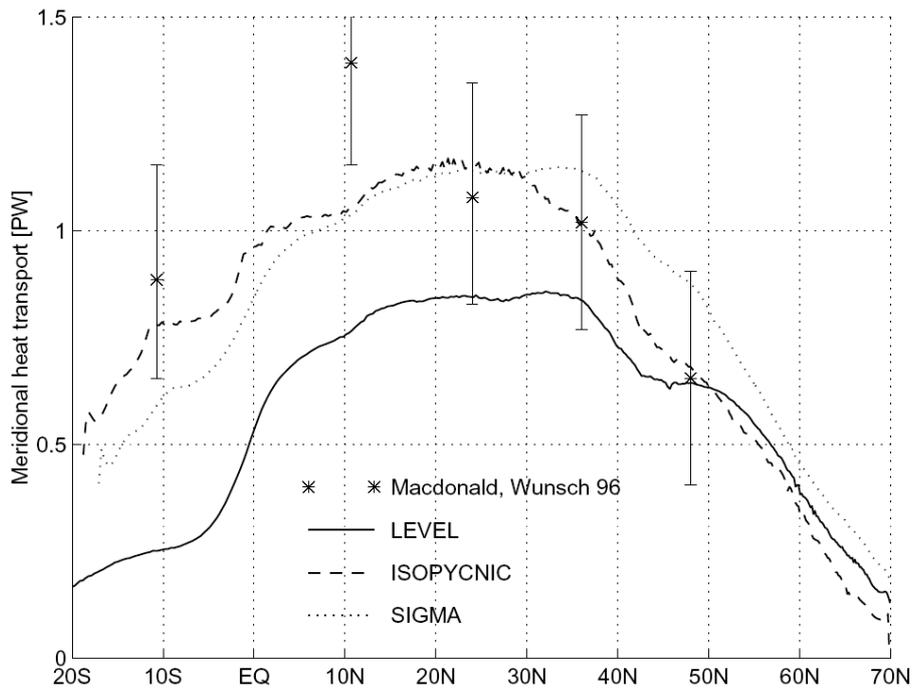


Рис.2.1 Меридиональная циркуляция (overturning) в Свердрупях: а) – по модели в сигма-координатах из (DYNAMO Group, 1997); б) – по нашей модели модели с разрешением  $(1/4)^\circ \times (1/4)^\circ$  за второй год интегрирования.



### Annual mean zonal averaged heat transport

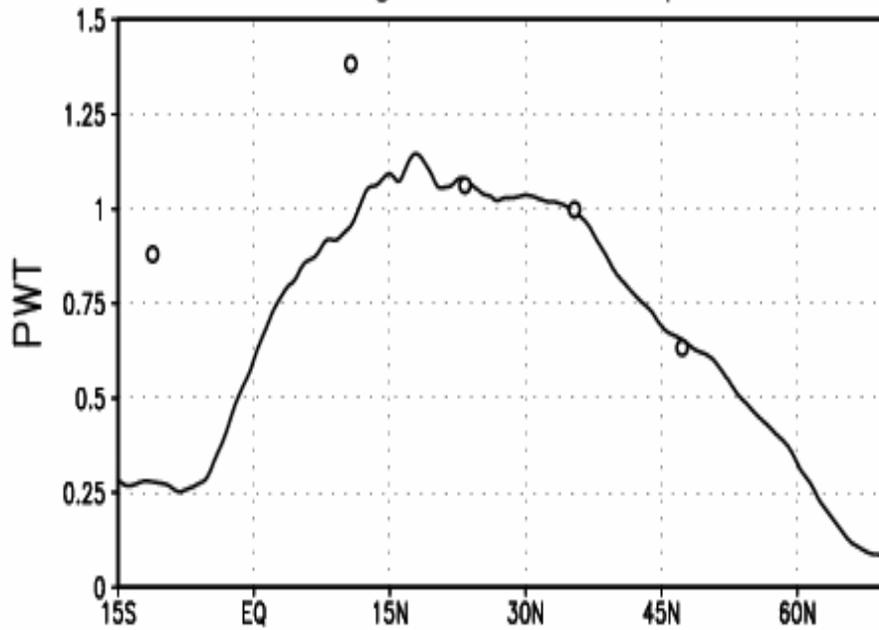


Рис.2.2 Меридиональный перенос тепла течениями (МПТ): а) – из (DYNAMO Group, 1997) (для сигма-модели (пунктир)) и б) – рассчитанный для последнего года интегрирования нашей модели (сплошная линия). Приведены также оценки по наблюдениям (Macdonald, Wunsch, 1996) с доверительными интервалами.

# Annual mean Sea Level Height [cm]

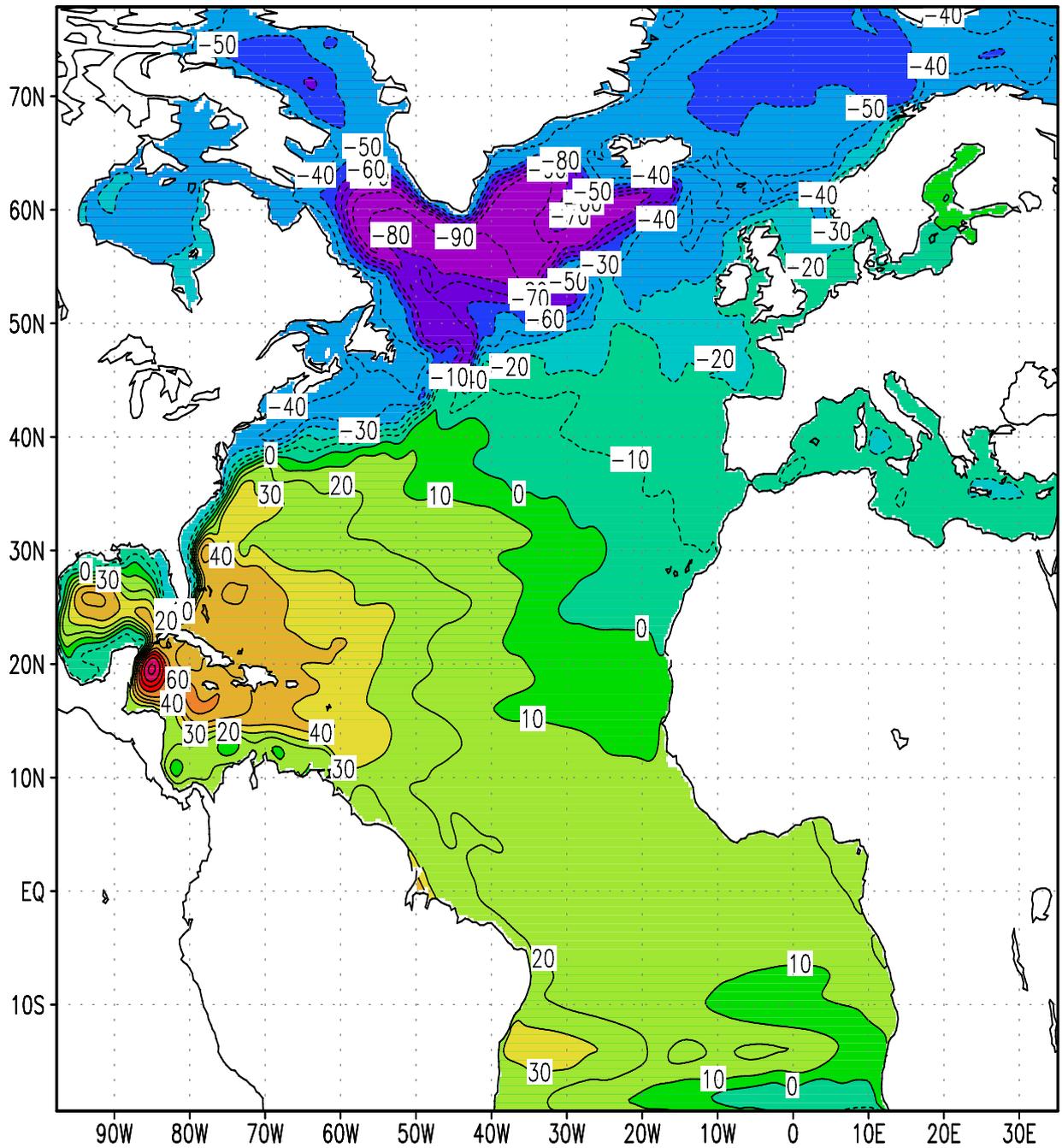


Рис.2.3. Уровень океана по результатам расчетов, средний за 2 года, см. Изолинии проведены через 10 см.

уровня океана, средними за период в 12 лет (с 1992 по 2002 гг.), подготовленными в работе (Niiler et al. 2003) по данным натуральных наблюдений (дрифтеры, спутниковая альтиметрия, атмосферное давление). На рис.2.3 показано модельное поле  $\zeta$ , среднее за 2 последних года (8 лет интегрирования модели).

Как в модели, так и по данным наблюдений здесь выделяются зоны высокого градиента  $\zeta$  в субтропиках (южнее  $39^{\circ}$ с.ш.) и раза в полтора более низкого градиента севернее (рис.2.3). И в модели и по данным наблюдений воспроизведена циклоническая завихренность изолиний  $\zeta$  к востоку от Ньюфаундленда и Лабрадора. В целом структура среднегодового уровня океана отражает основные особенности циркуляции Северной Атлантики. Отдельные отклонения, возможно, проявляются из-за того, что в модели используется довольно слабая привязка к поверхностной температуре и солёности, поэтому она чувствительна к возможным ошибкам атмосферных параметров, по которым рассчитываются потоки на поверхности океана. Еще одним фактором такой чувствительности может быть то, что в модели занижены боковая диффузия и вязкость.

На рис.2.4 дано среднее за 2 последних года (8 лет интегрирования) год интегрирования поле скорости течений Северной Атлантики на глубине 10 м. Отчетливо выделяются Северо–Атлантическое, Восточно–Гренландское, Западно–Гренландское и Лабрадорское течения; Противо–Гольфстрим и Азорское течение. Скорости в Северо–Атлантическом, Восточно–Гренландском и Лабрадорском течениях достигают 30–40 см/с. К юго–западу от Исландии в виде антициклонического меандра, воды которого «впадают» в Восточно–Гренландское течение, проявляется течение Ирмингера. Вместе с тем южнее Гренландии в Северо–Атлантическом течении наблюдается антициклонический меандр с масштабом около 800км. Эта особенность Северо–Атлантического течения отражается, например, в атласе ВМФ США, изданном еще в 1946г. Недостаточное время интегрирования (следует учесть, что расчет начинается с нулевых скоростей) может быть причиной того, что это возмущение не транспортировало свою энергию, например Северо–Атлантическому течению и течениям южного направления (можно ожидать рост скорости в Азорском течении). Отметим, в связи с этим, что рассчитывать на «квази-установление» в верхнем слое океана циркуляции для похожих моделей можно только как минимум через 12–16 лет интегрирования (см. DYNAMO Group, 1997) .

В целом поле течений вполне согласовано с полем уровня. Следует отметить, одну особенность, полученную в настоящих расчетах. Большая часть Северо–Атлантического течения разворачивается около Исландии, формируя интенсивное течение Ирмингера, которое, в свою очередь, подпитывает Лабрадорское. Меньшая часть Северо–

Атлантического участвует в формировании Норвежского течения. При этом южная ветвь Северо–Атлантического течения как бы подныривает на широте около 50°N и снова проявляется у берегов Ирландии и Англии.

Отметим еще две существенные особенности структуры циркуляции СА, выявленные в последние десятилетия в результате обобщения данных наблюдений (Flatau et al. 2003, Perez-Brunius et al. 2004). Это транспорт теплых вод в верхнем слое на север не непосредственно от берегов Америки к северному побережью Англии (см., например, (Атлас 1977)), а предварительное "обтекание" т.н. северо-западного угла (Northwest Corner (Perez-Brunius et al. 2004))

# Annual mean velocity at 10m[cm/s]

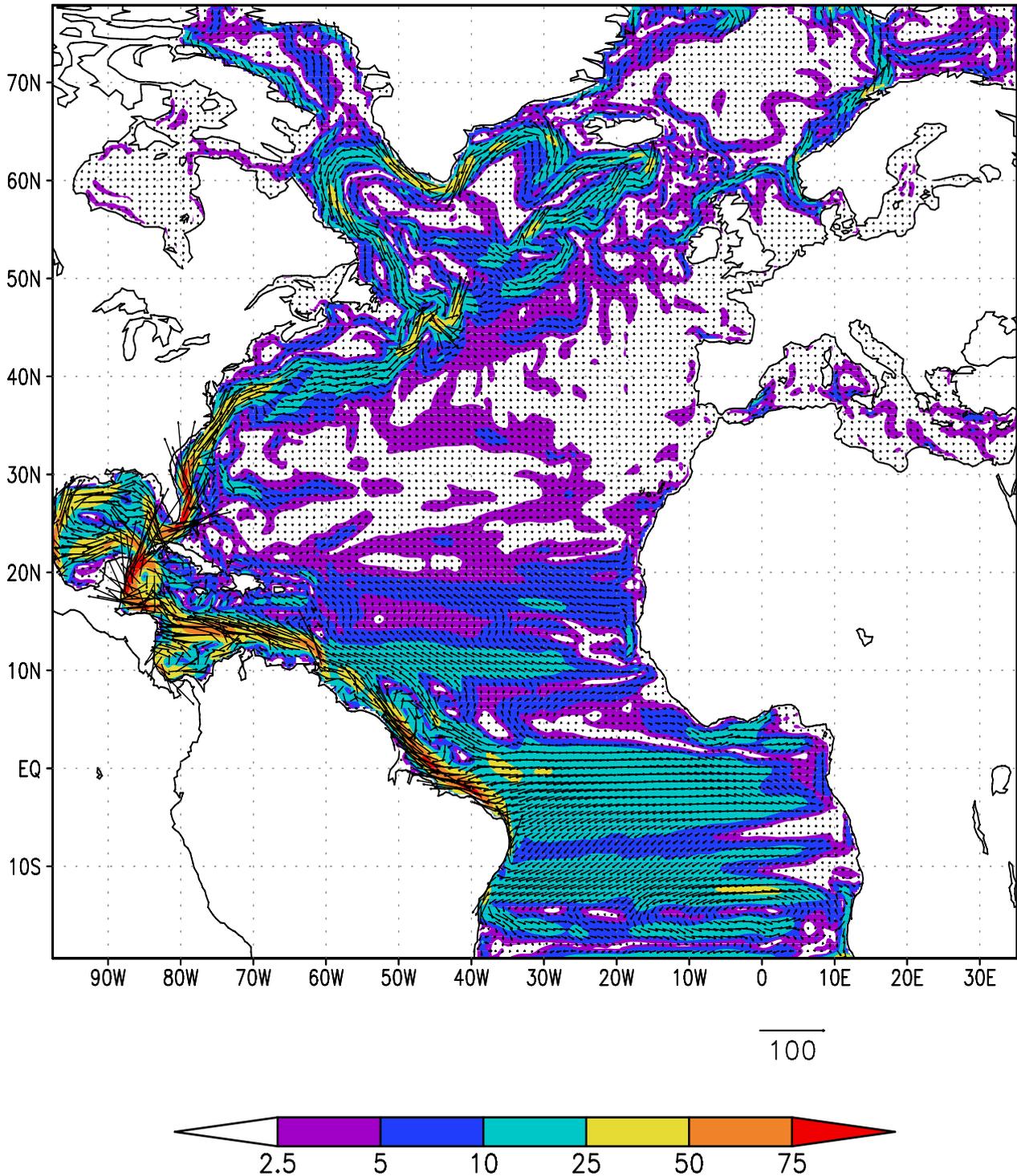


Рис 2.4. Скорость на 10 м в СА. по результатам расчетов, средняя за 2 года., см/с Масштаб стрелок под картиной, фоном показаны величины скоростей.

Сошлемся здесь на данные, приведенные и проанализированные в работах (Bover et al 2002, Flatau et al. 2003, Perez-Brunius et al. 2004). Особо обратим внимание на рис.1 из (Perez-Brunius et al. 2004), представляющий собой обобщение (усреднение) данных за 8 лет с 1993 по 2000 гг. по поплавкам нейтральной плавучести (RAFOS, изоповерхность плотности  $1027.5 \text{ кг/м}^3$ ), отражающие перенос в верхнем километровом слое океана. Линии тока Северо-Атлантического течения от юго-восточного края Большой Ньюфаундлендской банки идут сначала на север вдоль линии материкового склона до района  $53 - 55^\circ \text{с.ш.}$ ,  $40 - 45^\circ \text{з.д.}$  (т.н. северо-западный угол), а затем уже поворачивают на восток и северо-восток к северной Англии.

Обращает на себя внимание, что отмеченная выше закономерность циркуляции обход по рельефу "северо-западного угла" выполняется вполне удовлетворительно (рис. 2.4). Отметим здесь для сравнения и модельные эксперименты (Willebrand et al. 2001, Treguier et al. 2005), где получены аналогичные результаты, причем создается впечатление, что указанные особенности лучше воспроизводятся в моделях с  $\sigma$ -координатами.

Мы не будем здесь анализировать сезонную изменчивость течений. Отметим только то, что модель адекватно ее воспроизводит. Так на рис 2.5 изображена экваториальная циркуляция. Эта зона характерна заметной сезонной изменчивостью течений. В частности, это проявляется в том, что межпассатное противотечение ярко выражено в летний период и отсутствует в приповерхностном слое в зимний. Этот факт отмечен также и в данных наблюдений (см., например, «Атлас океанов»). В целом же можно заметить, что все семейство экваториальных течений, включая Северное и Южное Пассатные, Гвианское, а также Гвинейское, воспроизведены вполне адекватно.

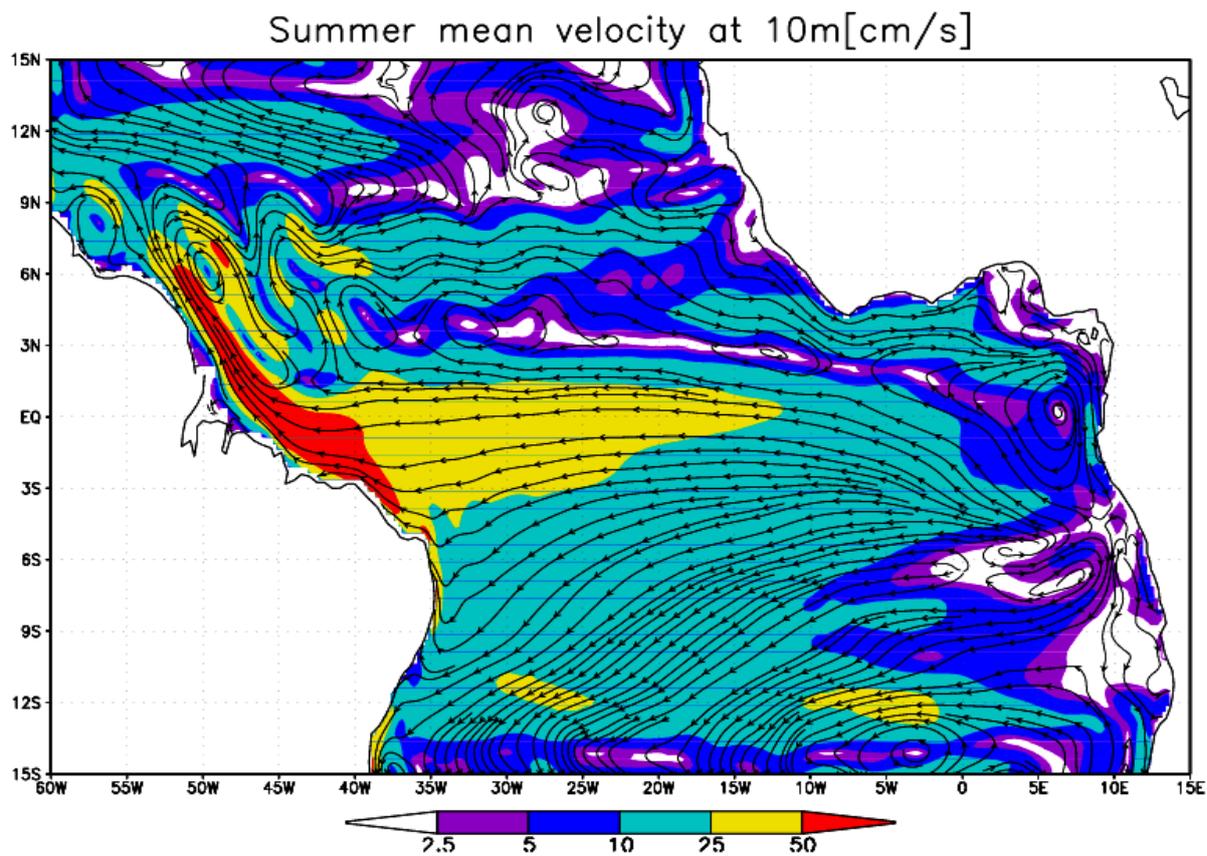
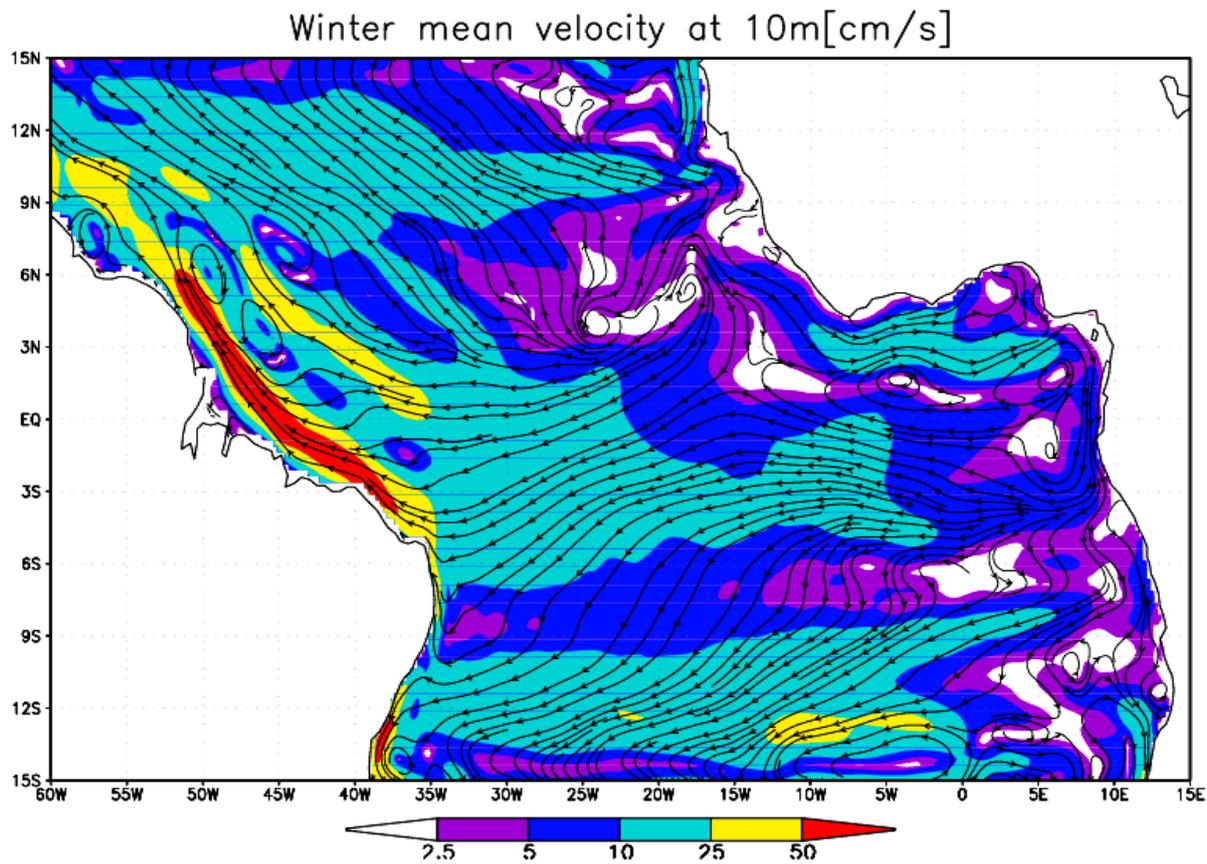


Рис. 2.5. Поле течений в экваториальной зоне. Сверху – среднее за зиму, снизу – среднее за лето.

## 2.4 Воспроизведение Гольфстрима в модели с разрешением 0.25°.

На рис.2.6., взятом из (Barnier et al., 2005) показана область отрыва Гольфстрима как по данным моделирования с помощью моделей различного разрешения, так и данным наблюдением (Niiler et al. 2003). На рис.2.6. для этой же области показаны усредненные величины уровня и скоростей за 2 последних года интегрирования нашей модели. В целом видно, что наша модель ничем не уступает по качеству моделирования ведущим западным моделям.

Согласно данным (Niiler et al. 2003), линия максимума градиента уровня  $\max|\nabla\zeta|$  (стрежень струи Гольфстрима) выходит на параллель 40°с.ш. на 60°з.д. и далее следует зонально до 50–55°з.д., где образует антициклон масштаба около 250 км и поворачивает на северо-восток. Как видно на рис.2.5, модельная конфигурация поля уровня имеет похожие особенности.

Отметим положение района отхода от берега линии  $\max|\nabla\zeta|$ , согласно данным наблюдений и модельным расчетам. Так, по данным наблюдений отход начинается в районе около 35°с.ш. под углом примерно 45° к береговой линии. Согласно экспериментам, фиксируется аналогичный отход от берега струи Гольфстрима (см. рис. 2.7).

Сопоставим, например, характеристики Гольфстрима, полученные в нашем численном эксперименте, с данным наблюдений по проекту DEOS (см. сайт <http://rads.tudelft.nl/gulfstream/>, а о методике реконструкции поля скоростей – в (Rio and Hernandez, 2003).

Анализ данных DEOS показывает, что интенсивная вихревая активность постоянно развивается в струе Гольфстрима восточнее 68°з.д.. Западнее Гольфстрим как правило представлен устойчивой струей, для которой характерны два максимума скорости до 1 м/с и более в областях: 1) 25–32°с.ш. и 2) 36–38°с.ш.

Согласно данным моделирования, эти два максимума также проявляются, причем со скоростями также близкими к 1 м/с (рис.2.7). И по наблюдениям, и по модели выражено прибрежное холодное течение в области 30–35°с.ш. (рис.2.7). Правда согласно данным наблюдений, эта динамическая структура занимает площадь заметно большую, а скорости течения здесь по наблюдениям доходят до 50–60 см/с, тогда как по модели они достигают только 30 см/с. В целом можно констатировать вполне адекватное воспроизведение

согласно модели динамики Гольфстрима, вполне сопоставимое с результатами других моделей, особенно вихредопускающих (см. Рис.2.6)

Количество и пространственно-временная структура наблюдений, разные масштабы усреднения и, значит, общности модельных экспериментов и натуральных данных не позволяют сделать полностью доскональных количественных сопоставлений скоростей течений согласно модели и реальности. Поэтому важны отдельные характерные наиболее твердо зафиксированные качественные и количественные особенности циркуляции океана, известные на сегодняшний день.

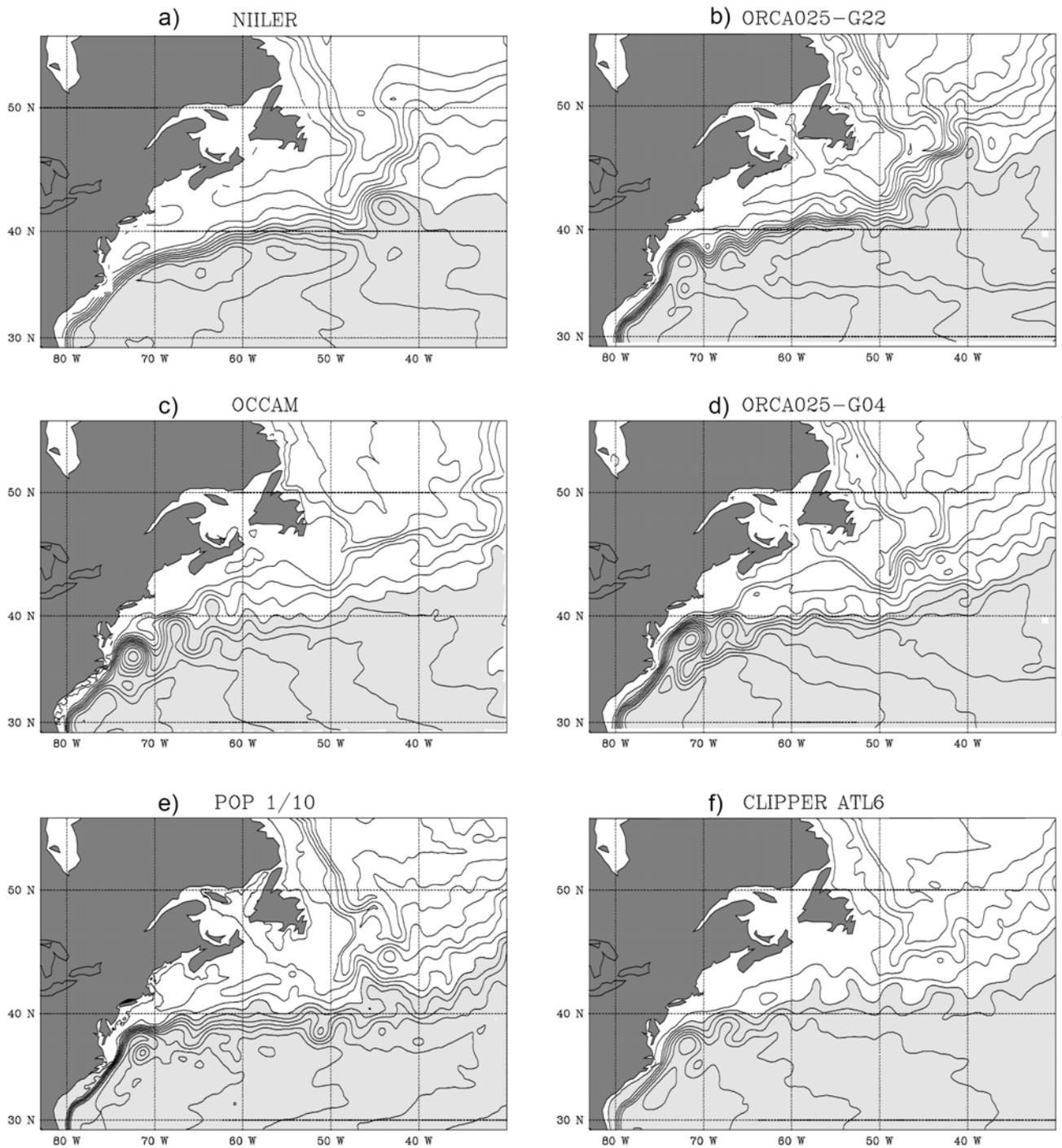
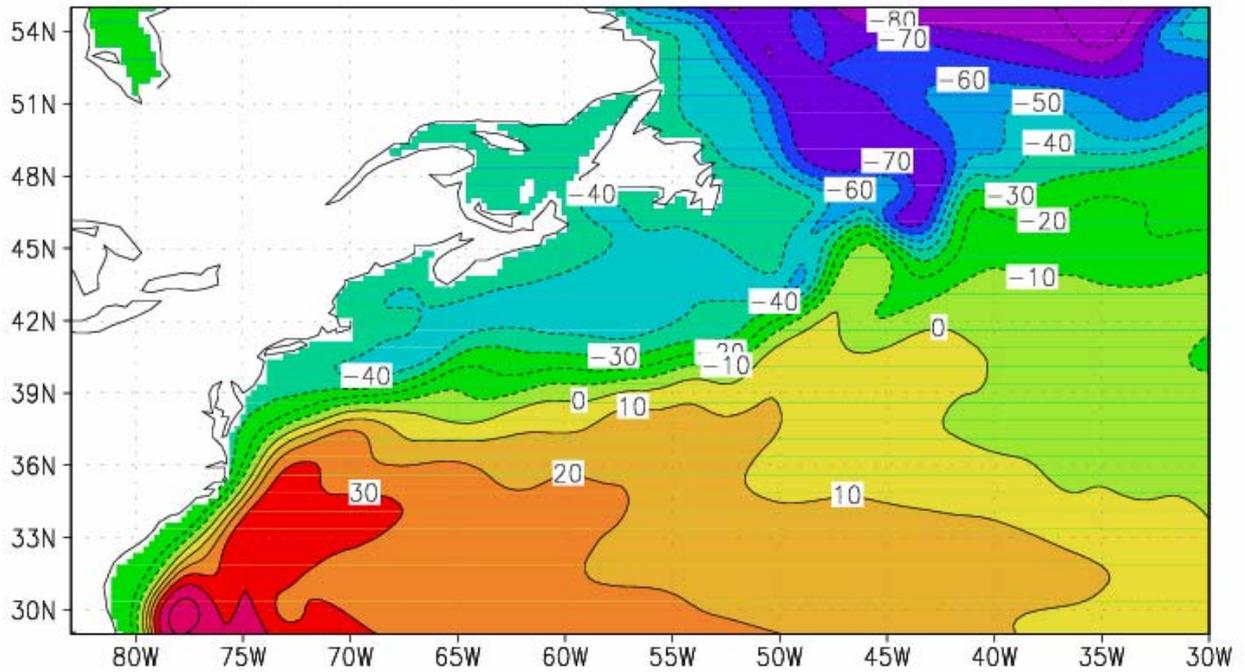


Рис.2.6. Оценка среднего состояния уровенной поверхности (в см) в Северной Атлантике в области Гольфстрима из а) по данным наблюдений (Niiler et al., 2003), б) глобальной модели ORCA-R025 с разрешением  $0.25^\circ$  версии G22 (Barnier et al., 2005), в) в глобальной модели OCCAM, д) глобальной модели ORCA-R025 с разрешением  $0.25^\circ$  версии G04 (Barnier et al., 2005)G04 (FS+ENS), е) в глобальной модели POP1/10 и ф) модели Сверной Атлантики из проекта CLIPPER ATL6 с разрешением  $1/6^\circ$ . Все модельные результаты осреднены за 3 года. Интервал изолиний 10см.

## Annual mean Sea Level Height [cm]



## Annual mean velocity at 10m [cm/s]

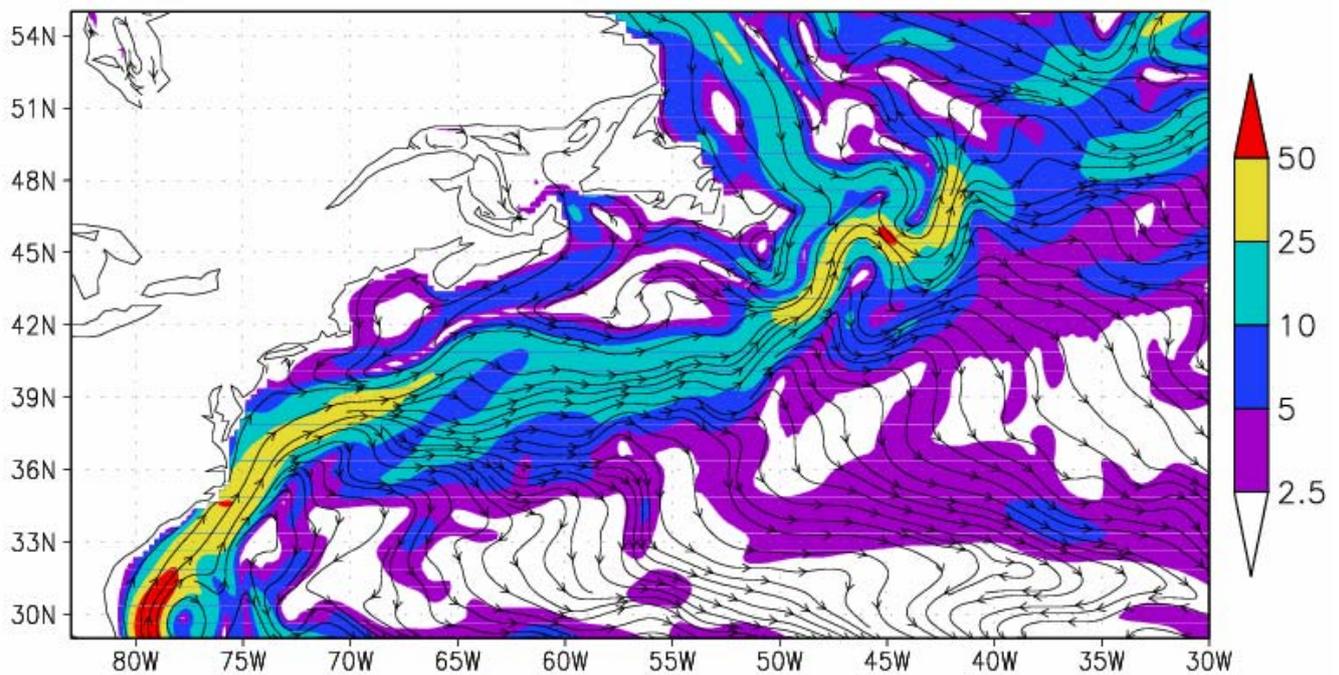


Рис. 2.7. Среднегодовые уровень океана, см (сверху) и скорости течений, см/с (снизу) в области Гольфстрима в модели с разрешением  $0.25^\circ$

### **3 ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВОСПРОИЗВЕДЕНИЮ ЦИРКУЛЯЦИИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ В МОДЕЛИ СОВМЕСТНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ И СЕВЕРНОГО ЛЕДОВИТОГО ОКЕАНА С РАЗРЕШЕНИЕМ (1/4)<sup>o</sup>**

#### **3.1 Введение**

Поскольку модели собственно Северной Атлантики физически ограничены тем, что необходимо задавать каким-либо образом условия на жидких границах на севере и на юге области. Точно определить эти условия довольно сложно. Поэтому, для того чтобы оценить влияние обменов с Северным ледовитым океаном хотя бы на северной границе области было решено привлечь еще одну модель, разработанную в ИВМ РАН, область которой включает в себя Северную Атлантику (СА), Северный Ледовитый океан (СЛО) и Берингово море. Т.е. в рамках настоящего исследования была проведена дополнительная работа по сравнительному анализу вихредопускающих моделей Северной Атлантики и объединенной модели Северной Атлантики – Северного ледовитого океана – Берингова моря. Причем последняя модель имеет повернутую систему координат, чтобы избежать проблемы сгущения меридианов у Северного полюса. Сеточная область в горизонтальной плоскости содержит 620×440 узлов сетки. По вертикали было задано 27 уровней с неравномерным заданием глубин на них. Модельная область также включает в себя акваторию Средиземного моря, для описания обменов солью через Гибралтарский пролив, что очень важно для расчета циркуляции Северной Атлантики на длительные сроки.

#### **3.2 Описание параметров модели и условий проведения экспериментов.**

Топография дна, используемая в модели, была получена из данных ETOPO2 разрешением 2'x2'. Для этого исходные данные высокого разрешения были сглажены для устранения локальных особенностей, а затем сынтеполированы на модельную область. Далее модельная топография на сетке с разрешением по широте и долготе в (1/4)<sup>o</sup> была еще раз сглажена с целью устранения изломов, что очень важно в  $\sigma$ -координатах, и ограничена минимальной величиной в 10 м. Ненулевая глубина во всех точках области, включая береговые, необходима для  $\sigma$  - модели океана, поскольку здесь используется

преобразование вертикальной координаты  $\sigma = \frac{z}{H}$  ( $z$  - геометрическая вертикальная координата,  $H(\lambda, \varphi)$  – глубина океана,  $\lambda$  и  $\varphi$  - географические долгота и широта).

Модельная область содержит 4 участка "жидких" границ на юге и севере области. На жидких границах от поверхности до дна на каждом шаге интегрирования задаются значения температуры и солёности по данным массива Левитуса. При длительном интегрировании модели необходимо учитывать сток основных рек, влияющих на распределение солёности. В данной версии модели это делается путем внесения соответствующих поправок в поток пресной воды (см раздел 1.4).

В численных экспериментах коэффициенты крупномасштабной горизонтальной диффузии для  $T$  и  $S$ , параметризующие подсеточную мезомасштабную вихревую активность, брались одинаковыми. Коэффициенты горизонтальной диффузии в меридиональном направлении задаются как функция глубины и широты и составляют порядка  $40 \text{ м}^2/\text{с}$ . Коэффициенты горизонтальной вязкости в меридиональном и зональном направлениях составляют порядка  $200 \text{ м}^2/\text{с}$ .

В качестве модели вертикального перемешивания выбиралась параметризация (Raschovsky and Philander, 1981). Коэффициенты вертикальной вязкости вертикальной диффузии выбирались согласно параметризации как функции числа Ричардсона  $Ri$ . Коэффициент вязкости увеличивался от  $5 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  до  $100 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ , а диффузии - с фонового значения  $0,1 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  до  $50,1 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  с уменьшением  $Ri$  от больших величин до нуля. Чтобы избежать возможных выходов на поверхность океана термоклина и халоклина, в верхнем 5-метровом слое к коэффициенту диффузии добавлялась величина  $10 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ . В случае неустойчивой стратификации, когда  $Ri < 0$ , коэффициент вертикальной диффузии увеличивался до значения  $500 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ , а коэффициент вязкости брался равным  $100 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  (как для случая максимальной сдвиговой неустойчивости).

В качестве атмосферного воздействия наиболее приемлемым оказался вариант работы модели вместе с моделью термодинамики льда. В этом случае над свободной ото льда поверхностью океана при расчете потоков явного и скрытого тепла по балк-формулам и длинноволнового и коротковолнового излучения используется модельная ТПО. Таким образом, появляется дополнительная степень свободы для температуры, которая позволяет развиваться океанической синоптике в верхнем слое океана.

Быстродействие программной реализации модели на FORTRAN 90 для выбранной сеточной области при шаге 1 час составляет приблизительно 1 сутки процессорного времени на 250 дней модельного времени при расчетах на кластере PC IBM с тактовой частотой 3200 МГц.

### **3.3 Анализ результатов моделирования циркуляции Северной Атлантики в модели совместной циркуляции Северной Атлантики и Северного Ледовитого океана с разрешением $(1/4)^\circ$ .**

Напомним, что сейчас в литературе за разрешением около  $(1/4)^\circ$  закрепилось название, которое на русский язык можно перевести, как «почти позволяющие воспроизводить вихри» (или кратко вихредопускающее). В нашу задачу входила комплексная настройка модели высокого разрешения. Такого рода работа включает в себя проверку алгоритмов, модификации отдельных программных блоков (особенно это касается блока расчета уровня океана, т.к. он является сравнительно новым для  $\sigma$ -модели), подбор параметров, предварительные сравнения с известными результатами моделирования и наблюдениями. Это требует анализа и дальнейшего необходимого изменения параметризаций физических процессов, используемых в модели. К этим процессам относятся, например, горизонтальный и вертикальный турбулентный обмены, конвективное перемешивание, взаимодействие атмосферы и океана посредством потоков тепла и массы. Такие мероприятия связаны с переходом на высокое пространственное разрешение, а значит и на иные масштабы пространственно-временного осреднения. Кроме того, в модель внедрен ряд оригинальных авторских нововведений, соответствующих современным представлениям о моделировании с высоким пространственным разрешением.

В ходе экспериментов выяснилось, что наилучшие результаты по воспроизведению климатической циркуляции модель демонстрирует при расчете атмосферных потоков «внутри» модели, которая реализуется в модели при использовании модели расчета термодинамики морского льда. При этом мы все же оставляли привязку по температуре и солености к поверхностным значениям согласно данным Левитуса. Эту привязку можно интерпретировать как параметр релаксации величиной приблизительно 4 месяца по отношению к верхнему слою толщиной 50 м.

Все вышесказанное обусловило необходимость специфических численных экспериментов, которые представляли собой ряд вариантов расчетов сроком на 8-12 лет. В настоящем отчете мы приводим результаты одного из последних экспериментов, длительностью 10 лет. При выводе все двумерные массивы выводились с дискретностью 15 суток за весь срок интегрирования модели, а трехмерные поля – за последние 2 года.

Как в модели, так и по данным наблюдений здесь выделяются зоны высокого градиента  $\zeta$  в субтропиках (южнее  $39^\circ$ с.ш.) и раза в полтора более низкого градиента севернее (рис.3.2). И в модели и по данным наблюдений воспроизведена циклоническая завихренность изолиний  $\zeta$  к востоку от Ньюфаундленда и Лабрадора. В целом структура среднегодового уровня океана отражает основные особенности циркуляции Северной Атлантики. Отдельные отклонения, возможно, проявляются из-за того, что в модели используется довольно слабая привязка к поверхностной температуре и солёности, поэтому она чувствительна к возможным ошибкам атмосферных параметров, по которым рассчитываются потоки на поверхности океана. Еще одним фактором такой чувствительности может быть то, что в модели занижены боковая диффузия и вязкость.

На рис.3.1 дано среднее за 2 последних года (10 лет интегрирования) год интегрирования поле скорости течений Северной Атлантики на поверхности океана. Отчетливо выделяются Северо-Атлантическое, Восточно-Гренландское, Западно-Гренландское и Лабрадорское течения; Противо-Гольфстрим и Азорское течение. Скорости в Северо-Атлантическом, Восточно-Гренландском и Лабрадорском течениях достигают 30–40 см/с. К юго-западу от Исландии в виде антициклонического меандра, воды которого «впадают» в Восточно-Гренландское течение, проявляется течение Ирмингера. Вместе с тем южнее Гренландии в Северо-Атлантическом течении наблюдается антициклонический меандр с масштабом около 800км. Эта особенность Северо-Атлантического течения отражается, например, в атласе ВМФ США, изданном еще в 1946г.

В целом поле течений вполне согласовано с полем уровня. Следует отметить, одну особенность, полученную в настоящих расчетах. Большая часть Северо-Атлантического течения разворачивается около Исландии, формируя интенсивное течение Ирмингера, которое, в свою очередь, подпитывает Лабрадорское. Меньшая часть Северо-Атлантического участвует в формировании Норвежского течения. При этом южная ветвь Северо-Атлантического течения как бы подныривает на широте около  $50^\circ$ N и снова проявляется у берегов Ирландии и Англии.

Отметим еще две существенные особенности структуры циркуляции СА, выявленные в последние десятилетия в результате обобщения данных наблюдений (Flatau et al. 2003, Perez-Brunius et al. 2004). Это транспорт теплых вод в верхнем слое на север не непосредственно от берегов Америки к северному побережью Англии (см., например, (Атлас 1977)), а предварительное "обтекание" т.н. северо-западного угла (Northwest Corner (Perez-Brunius et al. 2004))

Сошлемся здесь на данные, приведенные и проанализированные в работах (Bover et al 2002, Flatau et al. 2003, Perez-Brunius et al. 2004). Особо обратим внимание на рис.1 из (Perez-Brunius et al. 2004), представляющий собой обобщение (усреднение) данных за 8 лет с 1993 по 2000 гг. по поплавам нейтральной плавучести (RAFOS, изоповерхность плотности  $1027.5 \text{ кг/м}^3$ ), отражающие перенос в верхнем километровом слое океана. Линии тока Северо-Атлантического течения от юго-восточного края Большой Ньюфаундлендской банки идут сначала на север вдоль линии материкового склона до района  $53 - 55^\circ \text{с.ш.}$ ,  $40 - 45^\circ \text{з.д.}$  (т.н. северо-западный угол), а затем уже поворачивают на восток и северо-восток к северной Англии.

Обращает на себя внимание, что отмеченная выше закономерность циркуляции обход по рельефу "северо-западного угла" выполняется вполне удовлетворительно (рис. 3.2). Отметим здесь для сравнения и модельные эксперименты (Willebrand et al. 2001, Treguier et al. 2005), где получены аналогичные результаты, причем создается впечатление, что указанные особенности лучше воспроизводятся в моделях с  $\sigma$ -координатами.

Мы не будем здесь анализировать сезонную изменчивость течений. Отметим только то, что модель адекватно ее воспроизводит. Так на рис 3.3 изображена экваториальная циркуляция. Эта зона характерна заметной сезонной изменчивостью течений. В частности, это проявляется в том, что межпассатное противотечение ярко выражено в летний период и отсутствует в приповерхностном слое в зимний. Этот факт отмечен также и в данных наблюдений (см., например, «Атлас океанов»). В целом же можно заметить, что все семейство экваториальных течений, включая Северное и Южное Пассатные, Гвианское, а также Гвинейское, воспроизведены вполне адекватно.

### **3.4 Выводы.**

Сравнительный анализ двух вариантов экспериментов (здесь особо необходимо обратить внимание на уровень океана, поскольку течения в этом разделе показаны на поверхности океана, в то время как в предыдущем разделе они приведены на горизонте 10 м) и обобщенных данных наблюдений показал, что учет обмена водами между Атлантикой и Арктикой оказывается принципиально важен для воспроизведения струйной динамики на западной границе Атлантики вплоть до субтропиков. Влияние обмена водами между СА и СЛЮ сказывается не только в области субарктики [Willebrand et al., 2001], но и "переносится" Лабрадорским течением и Течением Вод Склона на область Гольфстрима. Адекватное воспроизведение Лабрадорского течения и ТВС затруднительно без непосредственного учета обмена водами (потоками массы) между СА и СЛЮ.

В эксперименте с моделью СА-СЛО удается воспроизвести постепенное погружение ТВС под Гольфстрим по мере его продвижения на юг. В летний и зимний периоды максимумов скорости струя Гольфстрима перекрывает с поверхности и оттесняет своим напором ТВС, которое исчезает из верхнего бароклинного слоя уже к 35° с.ш., тогда как в весенний и осенний периоды минимумов скорости Гольфстрима ТВС распространяется в этом слое на 300 – 500 км далее к югу.

Отход Гольфстрима от берега в эксперименте с моделью СА-СЛО, где хорошо воспроизведено ТВС, происходил на 300 – 400 км южнее, чем в согласно модели СА только. Положение района отхода Гольфстрима от берега формируется при контакте струи Гольфстрима и ТВС. Этот контакт сопровождается как мощными вертикальными движениями, так и высокими горизонтальными градиентами солености и температуры. Скорость Гольфстрима растет при контакте с поверхностью холодных и распресненных вод. Именно здесь появляется вторичный максимум горизонтальных скоростей Гольфстрима, зафиксированный как по данным наблюдений (проект DEOS), так и в эксперименте с моделью СА-СЛО.

Сравнение модельной циркуляции с циркуляцией, реконструированной по данным о гидрологии и дрейфу поплавков нейтральной плавучести [Flatau et al., 2003; Perez-Brunius et al., 2004], показало как качественное, так и количественное совпадение таких закономерностей переноса теплых вод на север, как обтекание т.н. северо – западного "угла" (движение "по рельефу") и перемещение этих вод от Лабрадора на северо - восток внутри своеобразного "трубопровода", ограниченного в верхнем бароклинном километровом слое изотаксами средней скорости около 10 см/с.

Сравнение натуральных за 1992 – 2002 гг. [Niiler et al., 2003] и модельных полей уровня океана показало, что обмен водами (потоками массы) между СА и СЛО, позволяющий адекватно воспроизводить Лабрадорское течение и Течение Вод Склона, отвечает за 30 процентов величины градиентных скоростей в Гольфстриме. Задание только сезонного хода температуры и солености на жидкой границе между СА и СЛО недостаточно для удовлетворительного воспроизведения динамики Гольфстрима.

Градиенты уровня поперек потока Гольфстрима и в модели с учетом обмена водами СА и СЛО и по данным наблюдений оказываются практически идентичны по величине на всем протяжении собственно Гольфстрима (до 50° з.д.). Правильно воспроизведена структура завихренности поля уровня океана к востоку от Ньюфаундленда и Лабрадора

# Surface velocity annual mean, cm/s, NA-AO

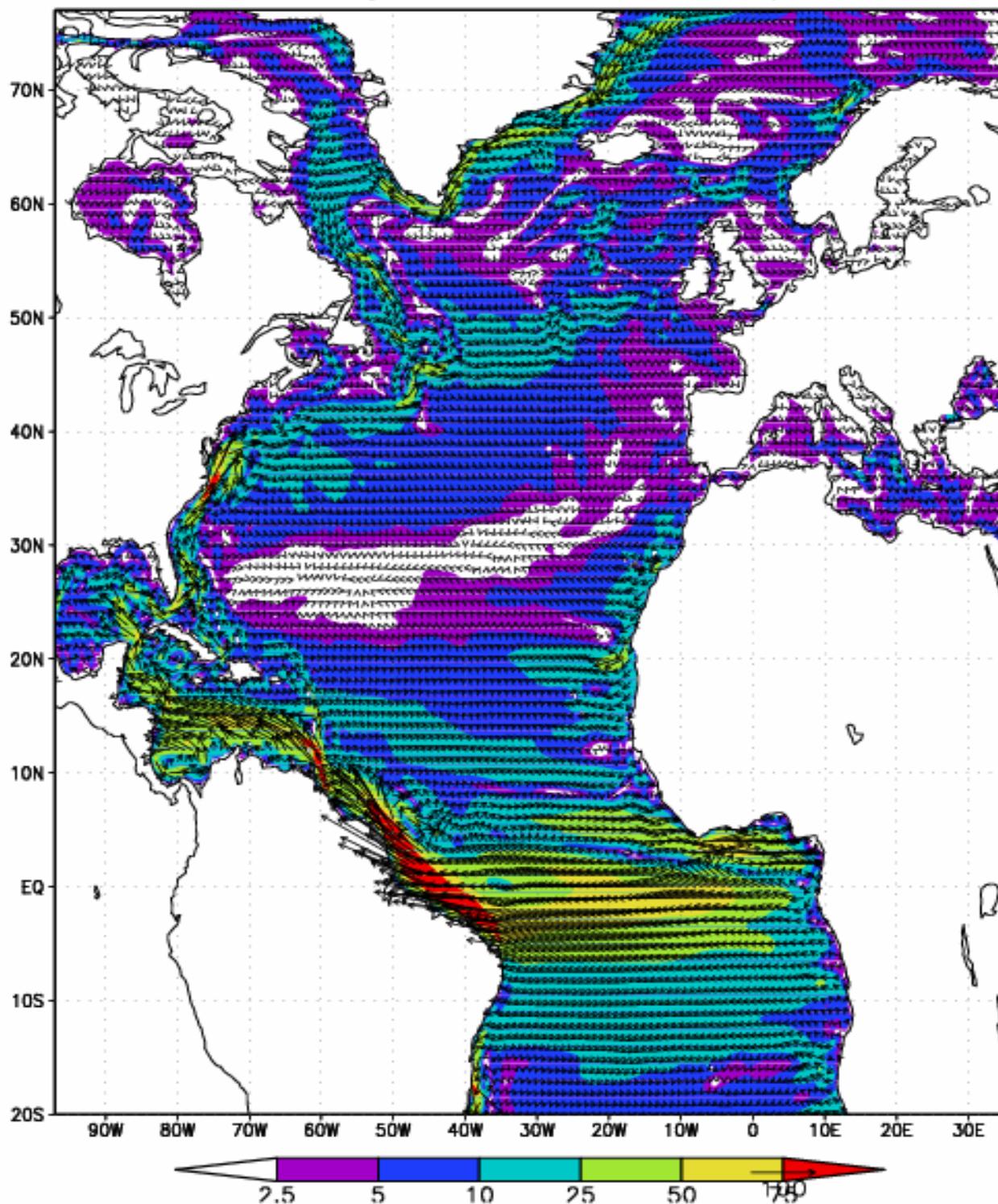


Рис 3.1 Скорость на поверхности в СА. по результатам совместной модели СА-СЛО, средняя за 2 года, см/с Масштаб стрелок под картиной, фоном показаны величины скоростей.

### Sea level annual mean, cm, NA-A0

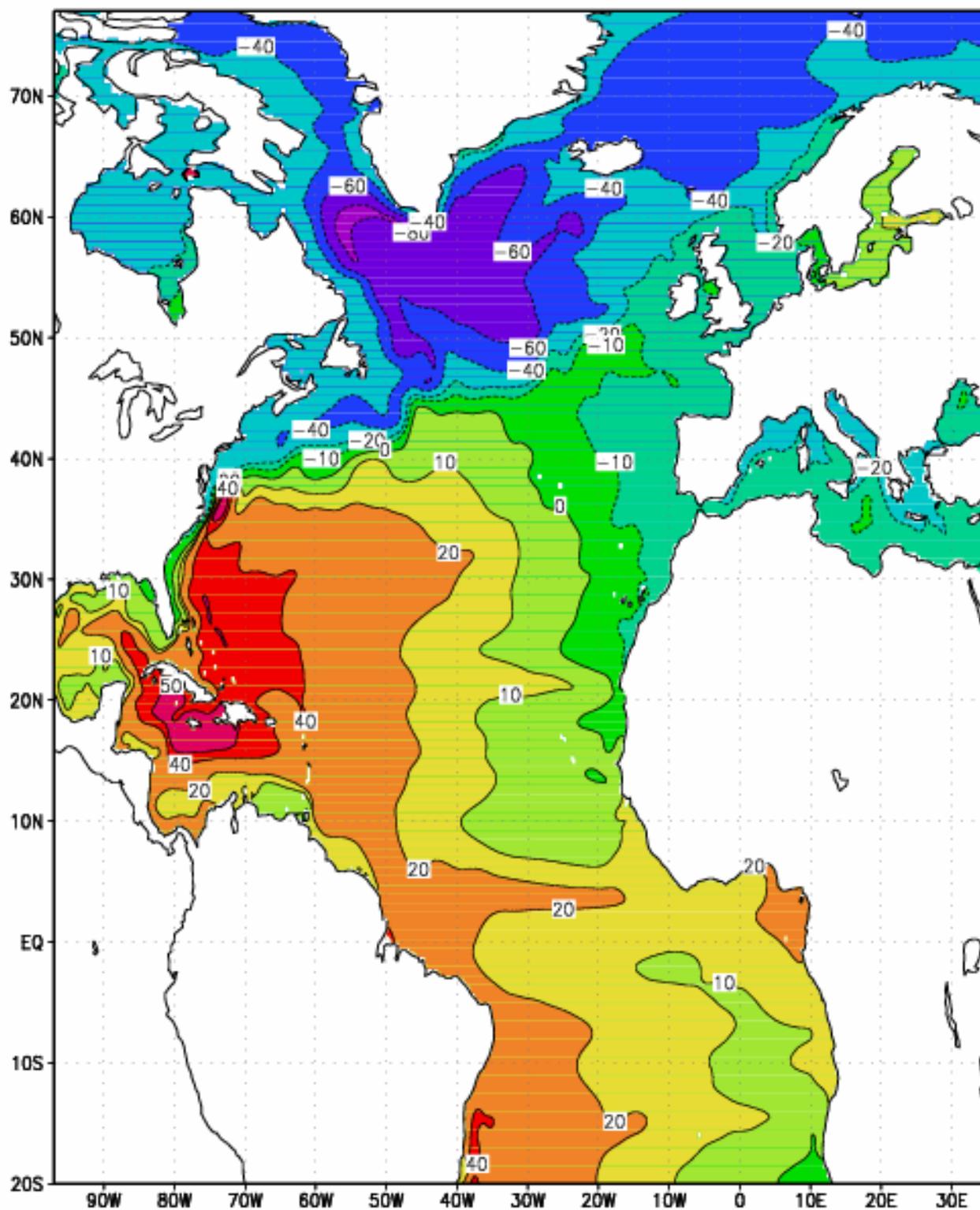


Рис 3.2. Уровень океана по результатам расчетов модели СА-СЛЮ, средний за 2 года, см.

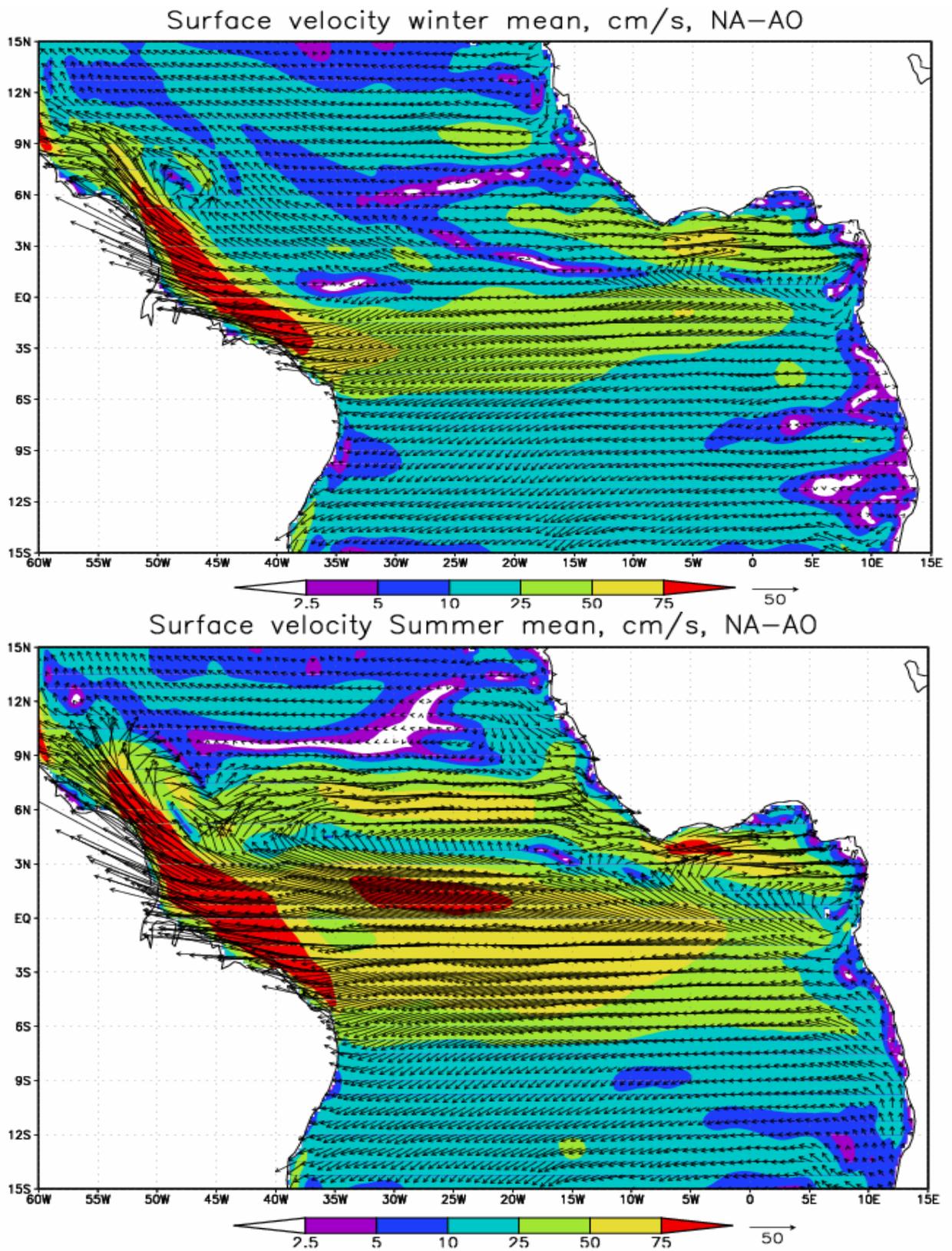


Рис 3.3 Поле течений в экваториальной зоне. Сверху – среднее за зиму, снизу – среднее за лето.

#### **4 ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ОБМЕНОВ ЧЕРЕЗ КЛЮЧЕВЫЕ ПРОЛИВЫ. ПРИДОННЫЕ ТЕЧЕНИЯ И ИХ РОЛЬ В ФОРМИРОВАНИИ ЦИРКУЛЯЦИИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ.**

Один из принципов нашего моделирования динамических и гидрологических полей Северной Атлантики состоит в том, что в область численных экспериментов включены два основных моря Атлантики, которые, в частности, играют роль источника и стока солености. Источник солености, так называемый бассейн концентрации, - Средиземное море; а сток солености, или бассейн разбавления, - Северный Ледовитый океан. Поэтому обмены через проливы, связывающие Атлантику с названными бассейнами, всегда были предметом повышенного интереса.

Зачастую специфические водные массы во многом определяющие стратификацию, а, следовательно, и циркуляцию океана, формируются в зонах контакта бассейнов с различными гидрологическими режимами. Особую роль при этом играет рельеф дна, затрудняющий водообмен между бассейнами. Такого рода условия возникают на границе открытого океана с морями Гренландским, Норвежским и Средиземным. Первые два, контактируя с Северным Ледовитым океаном (СЛО), играют роль стока солености и тепла. Средиземное море представляет собой источник солености и тепла.

Здесь мы рассмотрим истечение водных масс через относительно мелководные и узкие проливы между собственно Северной Атлантикой (СА) и ее названными выше морями. Это проливы – Датский между СА и Гренландским морем, Фарерско-Шетландский между СА и Норвежским морем и Гибралтарский между СА и Средиземным морем.

Мы не ставили целью получить полную картину обменов свойствами между указанными бассейнами. Анализ результатов численных экспериментов с сигма- моделью касается, прежде всего, замечательного явления интенсивных придонных течений, которое наблюдается во всех названных проливах. Мы исходили из того, что один пример – случайность, два – редкий случай, а три – уже закономерность, анализируя которую можно сделать общие выводы.

Отмеченные течения представляют собой поток более тяжелых, чем окружающие, вод, которые скатываются по склону дна в слои идентичной им плотности. В англоязычной литературе это явление носит название катаракта [Worthington, 1969; Whitehead, 1989]. Используемый иногда в географии термин “водоскат” очень правильно

феноменологически описывает происходящее явление. С физической точки зрения водоскат представляет собой термохалинное придонное течение (ПТ) [Гриценко, 2001].

Воды, переносимые водоскатами во всех трех проливах, участвуют в формировании либо промежуточных, либо глубинных водных масс Атлантики. Чтобы оценить количественно вклад этих явлений в формирование водных масс, оценим скорости расходов (транспорта вод) соответствующих ПТ. Скорость объемного расхода течения через тот или иной разрез обычно исчисляется в Свердрупах ( $1 \text{ Св} = 10^6 \text{ м}^3/\text{с}$ ). Скорость переноса массы течением в мегатоннах в секунду (Мт/с) численно отличается от объемного переноса в Св на первые проценты. Так, при плотности воды в  $1026 \text{ кг/м}^3$ ,  $1.0 \text{ Мт/с} = 0.975 \text{ Св}$ . Далее будем пользоваться более традиционными единицами Св, говоря о скорости расхода или переноса объема или массы без различия.

#### **4.1 Численные эксперименты по воспроизведению циркуляции Атлантики и Арктики для исследования обменов через проливы.**

Для расчета течений использована хорошо протестированная модель трехмерной общей циркуляции океана, разработанная в ИВМ РАН [Залесный, 1984; Дианский и др., 2002; Moshonkin et al., 2006]. Имелась возможность сравнить результаты численных экспериментов как с параметрами отдельных течений [Moshonkin et al., 2006], так и провести количественные сопоставление скоростей переноса массы основными потоками в Северной Атлантике, оценки которых с использованием фактических данных за 43 года наблюдений приведены, например в [Curry, McCartney, 2001].

Особо отметим, в связи с анализом обменов через проливы, хорошее качество воспроизведения течений и обменов моделью в таких различных проливах, как Флоридский и Фрама. Данные о течениях и переносе массы, для сравнения с модельными результатами, взяты для Флоридского пролива из [Fillenbaum et al., 1997]. Для пролива Фрама использованы данные наблюдений из [Fahrbach, 2003].

Разрешение модели по широте и долготе составляет одну четверть градуса (27 уровней), что позволяет разрешать синоптические вихри в океане [Treguier et al., 2005]. Применение вспомогательной функции уровня океана, вместо функции тока, дает адекватное воспроизведение характеристик в узких проливах, таких как рассматриваемые в данной работе. Использование изобатической вертикальной координаты или, как традиционно говорят, - сигма - координаты позволяет наиболее адекватно воспроизводить циркуляцию

у дна океана и, особо, в районах резких перепадов глубин. Это последнее обстоятельство особенно важно для реконструкции такого явления, как придонные течения.

Основой проведенного анализа являются результаты численного эксперимента по воспроизведению климатического сезонного хода полей океанских характеристик на акватории Северной Атлантики (от 20° ю.ш., со Средиземным морем) и Северного Ледовитого океана с Беринговым морем (учет обмена с Тихим океаном). Расчеты проведены на 15 лет для выхода на стационар в бароклинном слое океана [Willebrand et al., 2001]. Отметим то счастливое обстоятельство, что все рассматриваемые проливы в своих наиболее узких частях имели глубины менее 1 км, то есть целиком располагаются в верхнем бароклинном слое.

Шаг интегрирования по времени равнялся одному часу. Моделированию сезонного хода климатической циркуляции СА и СЛО проведено с учетом процессов таяния, нарастания и перемещения морского льда (см. описание модели льда). Потоки тепла, влаги и ветрового напряжения на поверхности океана взяты из последней редакции банка данных проекта OMIIP (Ocean Model Intercomparison Project) [Griffies et al., 2004], полученной на основе реанализа NCEP. Эти характеристики атмосферного воздействия на океан представляли собой среднемесячные климатические величины, которые интерполировались на шаг модели.

Таким образом, приводимые ниже скорости и расходы течений следует считать, из-за климатического осреднения, более близкими к оценкам минимальным. Зачастую далее скорости переноса массы течениями и некоторые термohалинные характеристики представлены в виде  $СВ \pm СКО$ , где СВ – средняя за год величина, а СКО – среднеквадратичное отклонение за год, близкое к амплитуде сезонного цикла. Все приводимые далее разрезы представляют собой “взгляд из Атлантики” в сторону морей.

#### ***4.2 Обмен водами через Датский пролив. Придонное Восточно-Гренландское течение. Сравнение с данными наблюдений и модельными результатами других авторов.***

Наименьшие глубины, не превышающие 500–550 м, располагаются в Датском проливе на 66° с.ш., где ширина пролива составляет около 650 км. На рис. 4.1 показан зональный разрез течений на 65° с.ш. по месяцам, а на рис. 4.2 тот же зональный разрез скорости и потенциальной плотности, но средних за год в Датском проливе, а также годовой ход скоростей и температур в ядрах трех течений пролива.

Восточную и центральную часть Датского пролива занимает теплое Западно-Исландское течение со скоростями около 2 - 5 см/с, которое является звеном

антициклонического вращения вод вокруг Исландии. В ядре этого течения на 200 м у берега Исландии скорости в зимний и весенний период достигают 15 см/с (рис. 4.1 и рис.4.2).

У западного берега пролива располагается струйное относительно узкое Восточно-Гренландское течение, представляющее собой основное звено, связующее циркуляционные системы Северного Ледовитого океана (СЛО) и Северной Атлантики, посредством которого холодная, опресненная стоком рек вода СЛО, выносится в Атлантику, увлекая за собой 90 и более процентов выносимых из СЛО льдов [Woodgate et al., 1999]. Оно охватывает верхний слой океана толщиной 150 м. Скорость Восточно-Гренландского течения (ВГТ) в среднем равна 15 см/с. В периоды максимума в октябре и январе скорость ВГТ достигает 25-30 см/с (рис. 4.1 и рис. 4.2). На севере в Гренландском море балансовые оценки средней за год скорости переноса масс в Восточно-Гренландском течении достигают 35 Св [Aagaard, Coachman, 1968]. Но значительная часть вод ВГТ поступает в циклонический круговорот Гренландского бассейна [Blindheim et al., 2000], в результате чего расход ВГТ в проливе значительно снижается.

Течения центральной части пролива отличаются высокой степенью баротропизации. На этом фоне особенно четко выделяется бароклинная динамическая структура придонного течения (ПТ), приуроченного к подводному цоколю гренландского материкового склона. Вниз по течению в сторону Атлантики глубины резко нарастают, вследствие чего ПТ имеет вид типичного водоската.

Придонное течение - самое интенсивное течение пролива. Оно, следуя по рельефу, занимает в проливе слой глубже 150-200м. Скорости в ПТ инверсионно нарастают от его внешней кромки ко дну. Средние скорости в его ядре у дна устойчивы по времени и близки 30см/с (рис. 4.1 и рис. 4.2).

Скорости и расходы встречных течений западной и восточной половин пролива меняются в противофазе с временным лагом около месяца (рис. 4.2). В глубинных слоях пролива при натекании течения из Атлантики на Датский порог, происходит его усиление. В результате этого идет смешение с водами встречного водоската, устойчивая граница которого при таком воздействии частично размывается. Это выражается в том, что на глубинах более 800 м вниз по склону изопикны границы ПТ меняют положение с вертикального на почти горизонтальное.

Приведенные на рис. 4.2 графики годового хода потенциальной температуры в ядрах трех течений пролива и разрез потенциальной плотности хорошо демонстрируют, что каждое течение переносит свою, существенно отличающуюся от других по гидрологическим характеристикам водную массу.



непосредственно из СЛО [Blindheim et al., 2000]. В придонном течении доминируют воды Гренландского моря ( $4^{\circ}\text{C}$ ,  $35\text{‰}$ ,  $1027.7\text{кг/м}^3$ ), образовавшиеся в основном из вод СА (так называемые Атлантические Промежуточные Воды). Эти воды обладают большой плотностью и придонным положением из-за высокой солености. В Западно-Исландском течении ( $7 \div 8^{\circ}\text{C}$ ,  $35.25\text{‰}$ ,  $1027.3\text{кг/м}^3$  на 200-300м) переносятся теплые воды СА.

Через Датский пролив идет основной поток вод из СЛО в СА. Рассматривая течения динамического триполюя пролива в океанографических координатах (изотахи плюс изопикны), рассчитаем перенос массы вод, как отдельными течениями, так и через пролив в целом. Восточно-Гренландское течение (ВГТ) транспортирует в Атлантику  $2.9 \pm 1.2$  Св. Это придонное течение можно назвать Придонным ВГТ. Оно переносит воды в Атлантику со скоростью  $7.4 \pm 1.2$  Св. Расход Западно-Исландского течения, переносящего атлантические воды в Гренландское море, составляет  $3.7 \pm 1.0$  Св. В сумме через Датский пролив в СА выносятся в СА  $6.2 \pm 2.4$  Св.

В обзоре [Dickson, Brown, 1994] для Датского пролива приводится средняя величина около 3.0 Св потока массы в Атлантику. Ранее были получены оценки в диапазоне 2.3 - 4.0 Св [Swift et al., 1980]. В работе [Aukrust, Oberhuber, 1995] для Датского пролива получены модельные оценки 4.0 - 6.0 Св с максимумом в зимнее время. В работе [Treguier et al., 2005] получены оценки от 3.2 (модель MICOM, разрешение  $(1/12)^{\circ}$ ) до 4.2 Св (модель POP, разрешение  $(1/10)^{\circ}$ ).

Таким образом, наши оценки величины потока массы по амплитуде изменчивости близки имеющимся натурным и модельным оценкам; а средняя величина лежит на верхней границе этих оценок.

Во всех приведенных выше модельных работах даны также оценки потока масс как в Восточно-Гренландском течении, так и в Придонном ВГТ (intermediate water masses). В [Aukrust, Oberhuber, 1995] для Восточно-Гренландского течения приводится величина  $3.5 \pm 1.5$  Св, а для придонного течения - около 1.0 Св. В [Treguier et al., 2005] соотношение потоков обратное. Для Придонного ВГТ, ниже изопикнической поверхности 27.5, скорость транспорта масс оценивается в 3.1-4.3 Св, а для Восточно-Гренландского течения оценка, согласно [Treguier et al., 2005], находится в диапазоне всего лишь от 0.1 до 0.4 Св.

Попытки оценить величину потока в придонном течении по данным наблюдений в работах [Worthington, 1969] и [Whitehead, 1989] дали величину около 5.0 Св. Таким образом, модельные оценки придонного переноса массы оказываются близки имеющимся натурным оценкам. Перенос тяжелых вод Гренландского моря водоскатом в придонных слоях в Атлантику оказывается больше выноса вод СЛО в верхних слоях Восточно-Гренландским течением. Можно констатировать, что модель в изобатических (сигма)

координатах в полной мере проявила свое положительное качество, связанное с адекватным воспроизведением придонных течений.

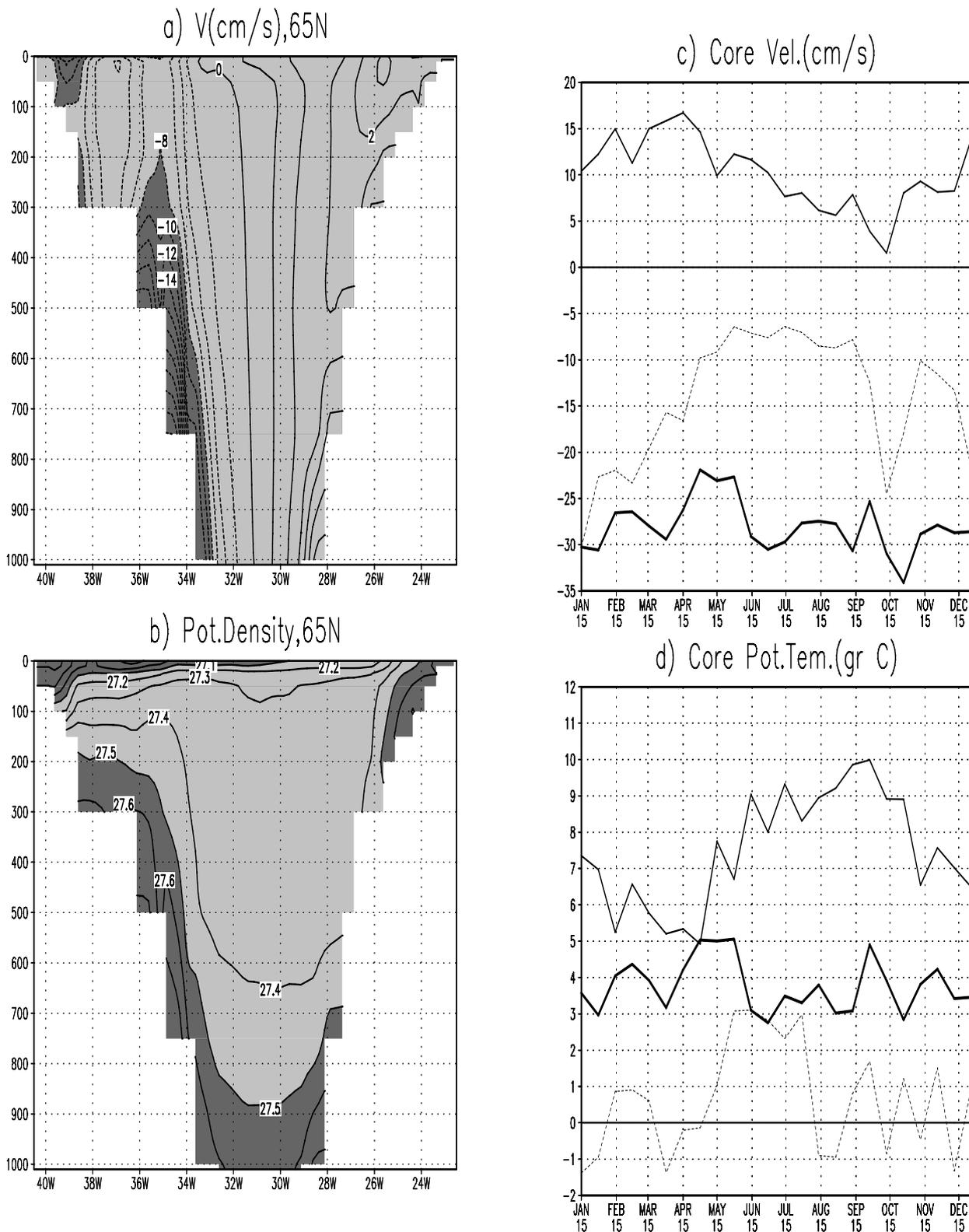


Рис. 4.2. Средняя за год скорость (темный фон—течение в Атлантику) и плотность в Датском проливе. Годовой ход скорости и температуры в стрезнях Западно-Исландского (200 м, тонкая линия), Восточно-Гренландского (0-50 м,

штриховая линия) и придонного (750 м, толстая линия) течений. Здесь и далее результаты 15-го года модельного эксперимента.

#### **4.3 Обмен водами через Фарерско-Шетландский пролив. Влияние на Северную Атлантику процессов на Полярном фронте**

На рис. 4.3 и рис. 4.4 показаны меридиональные разрезы по  $7^{\circ}$ з.д. скорости течения и потенциальной плотности воды в Фарерско-Шетландском проливе (Faroe-Shetland Channel) и несколько севернее возвышенности Фарерских островов.

В проливе существует динамическая пара встречных интенсивных течений. Поток вод из СА занимает весь верхний слой толщиной 200 – 300 м. На этом фоне существует, охватывающее всю толщу вод пролива до дна, струйное течение, которое представляет собой исток Норвежского течения. Скорость Норвежского течения в проливе зимой превышает в верхних 50 м 30 см/с, а в верхних 300 м – 20 см/с (рис. 4.3). Изотаха 10 см/с достигает дна (700 – 900 м). Летом скорости в Норвежском течении заметно меньше – в верхних 200 м они не превышают 15 см/с, а изотаха 10 см/с проникает лишь до 500 м (рис. 4.3).

На глубинах свыше 250 м по южному склону возвышенности Фарерских островов из Норвежского моря в Атлантику навстречу Норвежскому течению направлено придонное течение (назовем его Придонным Фарерским). Оно переносит водную массы высокой плотности, образовавшуюся от смешения вод Северного Ледовитого океана и Северной Атлантики разной степени модификации в Норвежском море у Атлантического порога. Потенциальная плотность на внешней границе этого потока составляет около  $1027.6 \text{ кг/м}^3$ , возрастая в его придонном ядре до  $1028.0 \text{ кг/м}^3$  (рис. 4.4).

Придонное Фарерское течение представляет собой типичный водоскат. Оно движется вниз по уклону рельефа дна вдоль Фарерско-Шетландского пролива в сторону Западно-Европейской котловины на горизонты соответствующих изопикнических поверхностей, которые располагаются глубже 1200 м.

Характерной чертой придонного течения является инверсия скорости, когда скорость нарастает от внешней границы потока ко дну, что, как и слабое перемешивание на границе раздела, порождается сложной структурой турбулентности в потоке [Гриценко, 2001].

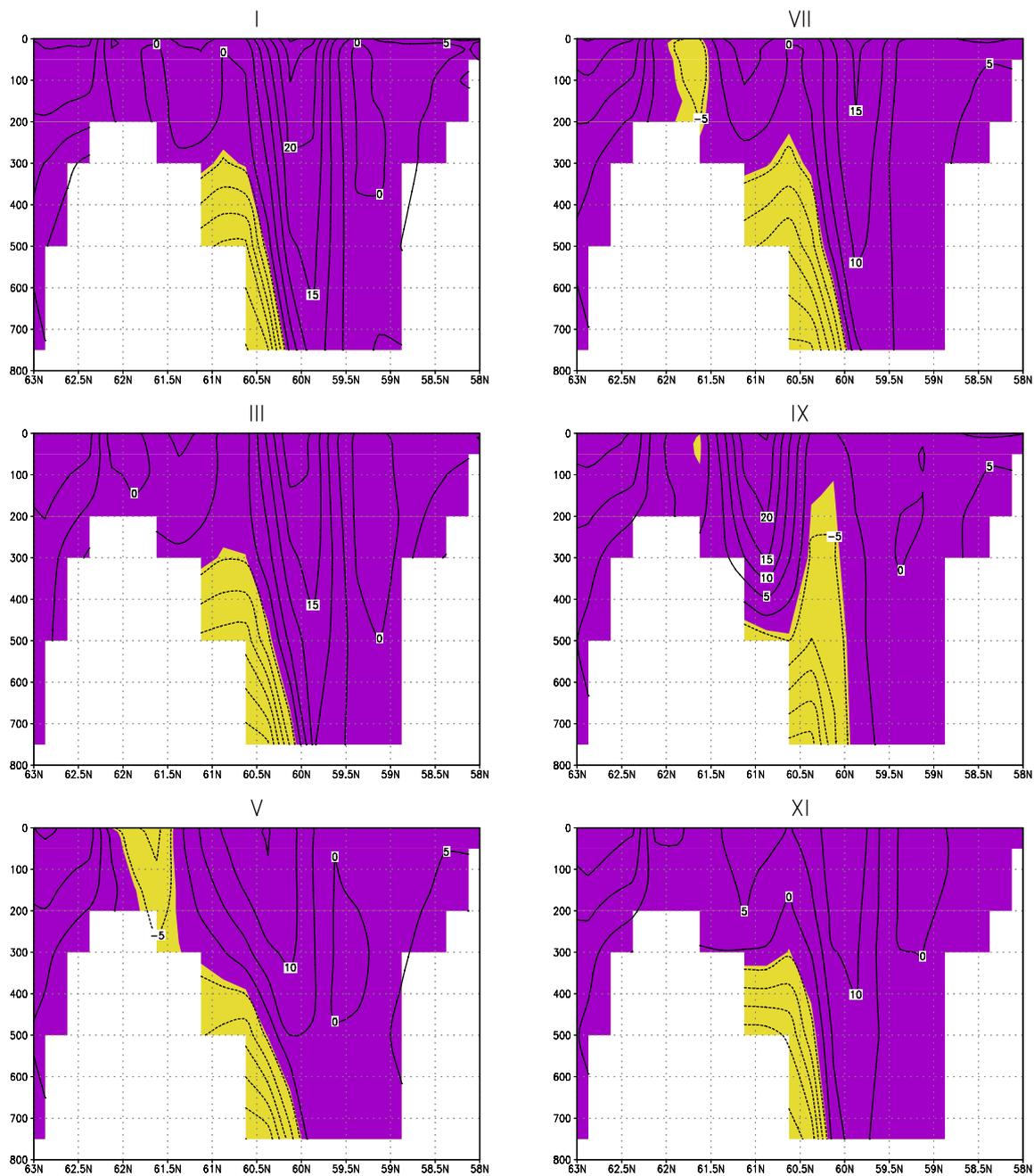


Рис. 4.3 Разрез по  $7^{\circ}$ з.д.. Скорость течений (см/с) по месяцам. Отрицательные значения – поток направлен в Атлантику (численный эксперимент - 15-й год).

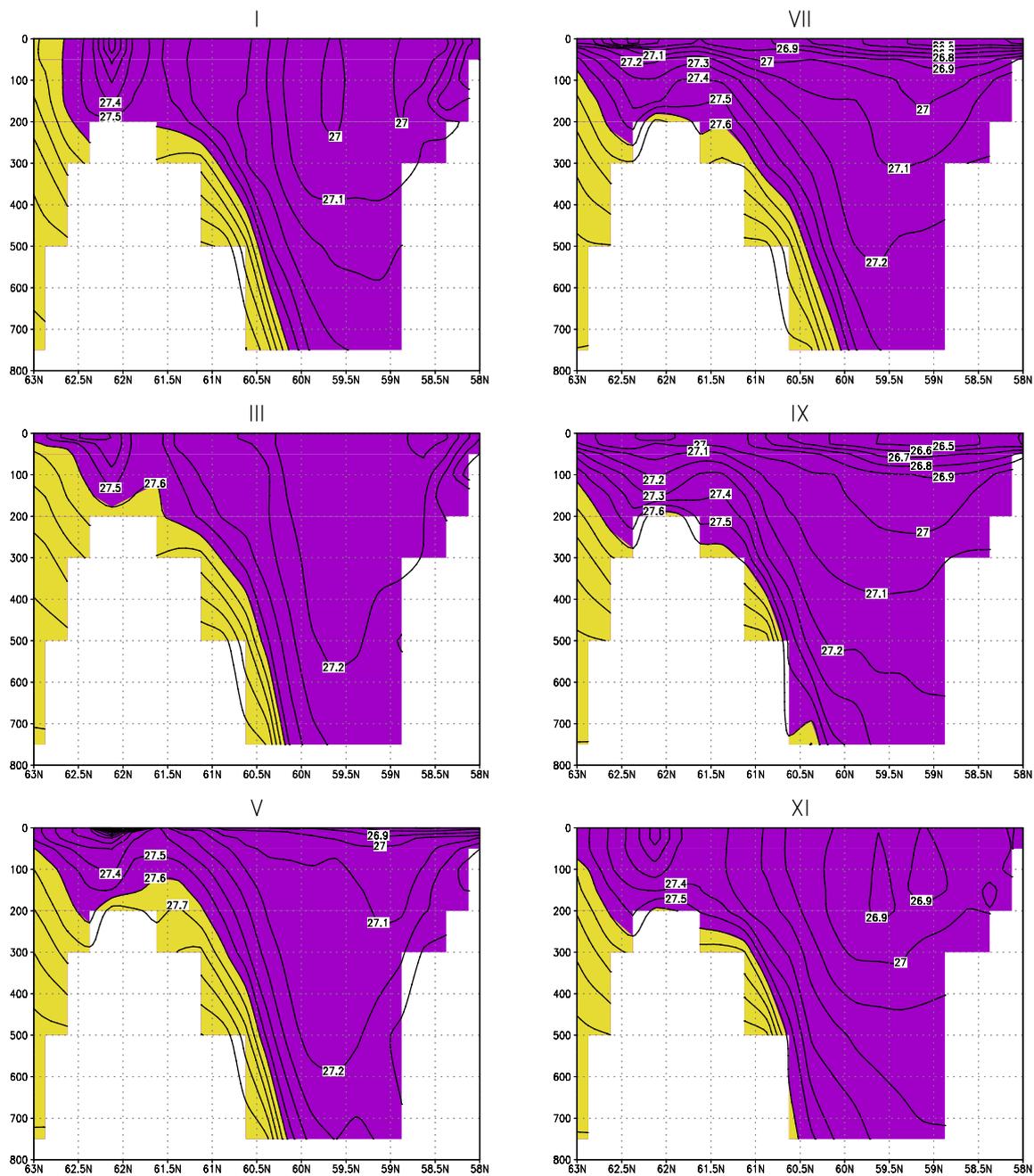


Рис. 4.4 Разрез по 7°з.д.. Потенциальная плотность по месяцам. Желтым цветом отмечена область, где плотность больше  $1027.6 \text{ кг/м}^3$  (численный эксперимент - 15-й год).

Это свойство придонной турбулентности обеспечивает также распространение потока на большое расстояние и устойчивость его во времени. Так в течение года величина

скорости Придонного Фарерского течения устойчива и характеризуется в ядре потока у дна величиной  $27 \pm 5$  см/с (рис. 4.3). Заметим, что соответствующая характеристика на поверхности океана для Норвежского течения равна  $11.3 \pm 10.7$  см/с.

Пространственному положению придонного течения также свойственна устойчивость, в отличие от положения Норвежского течения, которое, даже в довольно узком проливе, смещается за год до 100 км вдоль меридиана (рис. 4.3).

Одно из проявлений взаимодействия Норвежского и придонного течений в проливе состоит в том, что с периодичностью около трех месяцев Норвежское течение переходит через ось Придонного Фарерского течения из центра пролива на поднятие Фарерских островов (рис. 4.3). Это сопровождается сменой дивергенции потоков на конвергенцию. Скорость Норвежского течения возрастает, а верхняя граница придонного течения приподнимается к поверхности. Подобных проявлений нет в открытом океане перед проливом. Поэтому можно предположить, что мы имеем дело с устойчивыми собственными колебаниями динамического диполя течений пролива. Наличие таких колебаний должна способствовать и относительно большая продольная протяженность узкого пролива.

| Течения<br>(горизонт)    | Норвежское<br>(100 м) | Фарерское<br>(700 м) |
|--------------------------|-----------------------|----------------------|
| Среднее за год<br>T(°C)  | 11.9                  | 4.9                  |
| Амплитуда<br>T( °C)      | 0.4                   | 4.8                  |
| Среднее за год<br>S(ppt) | 35.54                 | 35.21                |
| Амплитуда<br>S(ppt)      | 0.20                  | 0.35                 |

Табл. 4.1. Средние за год и внутригодовые амплитуды TS-характеристик водных масс, переносимых Норвежским течением (на 100 м) и Придонным Фарерским течением (на 700 м) в Фарерско-Шетландском проливе.

Для водной массы верхнего слоя SA, переносимой Норвежским течением, характерна относительно высокая температура (табл. 4.1). Температура в придонном течении может в годовом ходе опускаться ниже нуля. Отметим, что внутригодовая амплитуда температуры в придонном течении более чем на порядок превышает амплитуду в теплом Норвежском

течении. Это связано с формированием придонной водной массы вблизи арктического (полярного) мега фронта в Норвежском море, где неизбежны вариации порций вод резко различающейся температуры. Этот процесс изменения пропорций смешивающихся вод отражается и во внутритроговой амплитуде солёности (табл. 4.1).

Интенсивность транспорта объема водных масс в Придонном Фарерском течении составляет  $7.3 \pm 2.0$  Св. Эта величина для Норвежского течения равна  $8.6 \pm 2.7$  Св. Здесь оба потока интегрируются в области, где их скорости превышают 4 см/с, чтобы выделить именно струйные структуры в течениях. Заметим, что суммарная скорость переноса массы через пролив характеризуется величиной  $1.5 \pm 2.3$  Св, то есть, равна разнице двух приведенных выше величин расходов.

#### **4.4 Обмены через Гибралтар. Влияние на циркуляцию термохалинной конвекции в Средиземном море. Сравнение с данными наблюдений**

Площадь Северного Ледовитого океана (СЛО) равна 13.1 млн. км<sup>2</sup>, а объем вод – 17.0 млн. км<sup>3</sup>. Площадь и объем Средиземного моря (СМ) равны соответственно 2 млн. 505 тыс. км<sup>2</sup> и 3 млн. 754 тыс. км<sup>3</sup>. Таким образом, если соотношение площадей СЛО/СМ составляет 5.2, то соотношение объемов СЛО/СМ заметно меньше и составляет 4.5. Сопоставимость этих источников и их влияния на динамику, и гидрологию вод Атлантики еще более возрастает, если учесть, что воды СМ являются из-за своей высокой плотности и солёности одним из “основных игроков” в промежуточных слоях Атлантики.

В результате фундаментальным свойством гидрологии СА является максимум солёности на глубинах 800-1200 м, связанный с распространением плотных высокосолёных вод из СМ. Воды СМ, таким образом, существенно влияют на стратификацию, и через нее, - на циркуляцию СА.

Тарифская узкость Гибралтара имеет ширину всего 14 км, что меньше модельного разрешения в четверть градуса. По этой причине в описанном выше численном эксперименте пролив был открыт дополнительно, и таким образом в модели был включен источник “без ширины”. Этот прием оказался принципиальным для правильного воспроизведения распределения характеристик Северной Атлантики. В частности был получен реалистичный максимум солёности в слое 800-1200 м.

В слое этого максимума воды Средиземного моря распространяются в образованиях типа линз, которые из-за своего антициклонического вращения устойчивы и могут распространяться за Срединно-Атлантический хребет [Филюшкин и др., 2003]. Линзы –

это результат срыва придонного течения (ПТ) в Атлантике близ Гибралтара на материковом склоне, что является отражением своеобразия стратификации и широтного положения, и отличает Гибралтарский водоскат от рассмотренных выше ПТ в Датском и Фарерско-Шетландском проливах.

Отметим, что в районе Гибралтара очень мощные приливные течения, обусловленные в основном приливной волной  $M_2$ . Из-за особенностей рельефа, приливы могут генерировать остаточные течения. Наша модель с функцией уровня океана способна адекватно воспроизвести этот эффект. Но здесь он учтен лишь интегрально, так как речь идет о средней климатической картине.

На рис. 4.5 приведены меридиональные разрезы зонального компонента скорости течения и потенциальной плотности воды в Атлантике на выходе из Гибралтара. Течение из Атлантики в Средиземное море, со скоростями менее 10 см/с, переносит воды солёности 35.8‰ (средняя изопикна около 26.6). Вода из Средиземного моря выходит узким струйным придонным течением со скоростью более 20 см/с у дна (изопикна 27.6, изохалины 36.4-36.5‰) вдоль изобат шельфа Пиренейского полуострова вниз по склону рельефа. Этот путь распространения вод Средиземного моря на выходе из Гибралтара по пиренейскому шельфу обусловлен действием силы Кориолиса. У африканского берега в верхнем слое наблюдается рециркуляция атлантических вод со скоростями до 10 см/с.

Наблюдения подтверждают распространения вод Средиземного моря вдоль пиренейского берега. Придонное течение имеет вертикальный масштаб около 200 м и поперечное сечение – около 50 км (см. рис. 4.5). Это струйное течение на выходе из пролива стабильно по времени и пространственному положению. Но далее, по мере удаления от Гибралтара в Атлантику, оно выклинивается на протяжении первых 100 км в плоский слой промежуточных вод высокой солёности. Это выклинивание обуславливается уменьшением градиентов плотности между ПТ и окружающими водами.

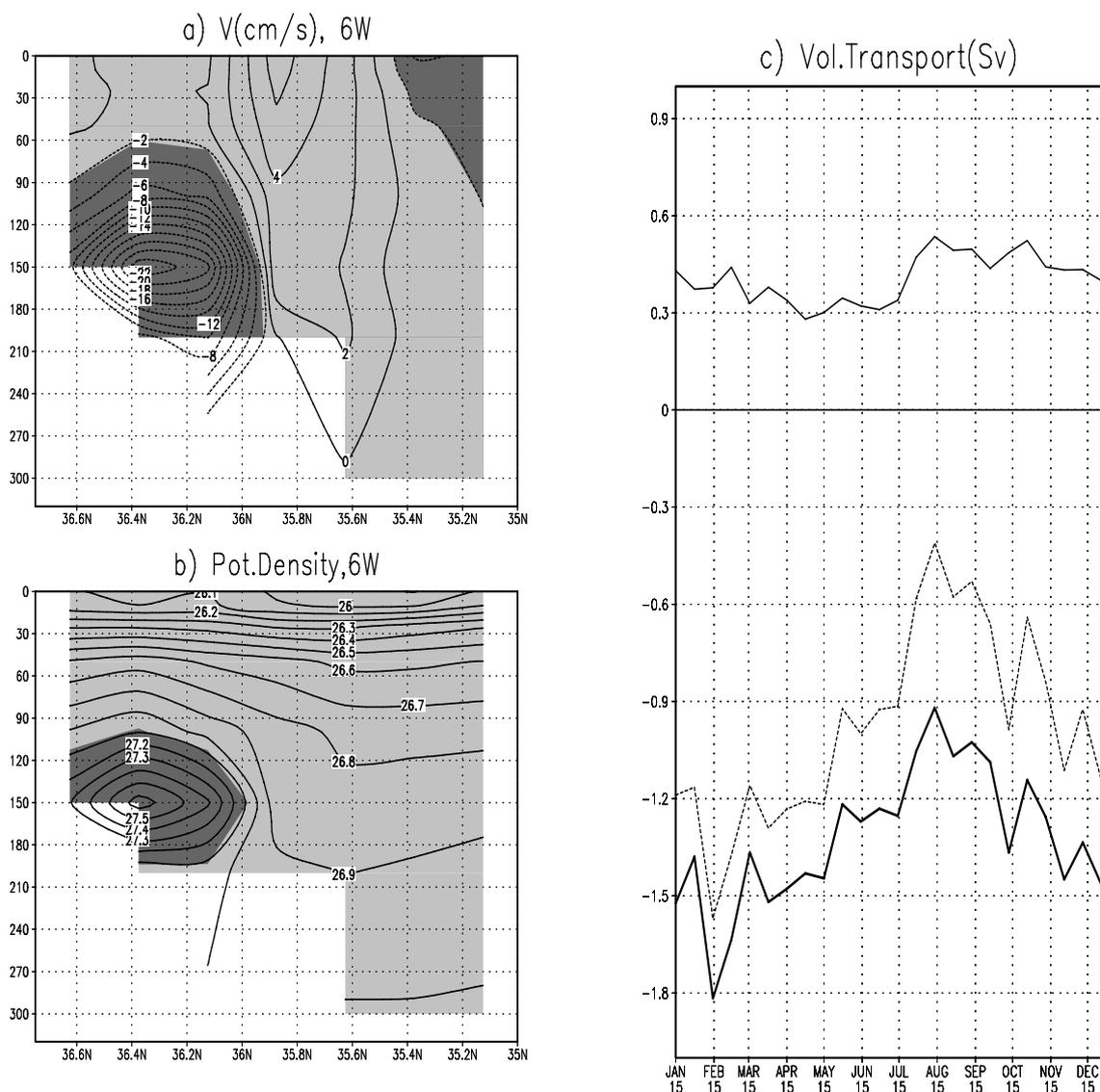


Рис. 4.5. Гибралтар. Слева: меридиональные разрезы по 6° з.д. скорости (а) и потенциальной плотности (в). Средние за 15-й год величины. Темным фоном отмечены скорости в сторону СА более 2 см/с и плотность более 1027.1 кг/ м<sup>3</sup>. Справа: годовой ход транспорта массы в Свердрупах течениями. Вверху - течение, переносящее атлантические воды из СА в СМ. Внизу – ПТ, выносящее воды из Средиземного моря. Пунктир - суммарный транспорт через пролив.

При своем движении на запад поток средиземноморских вод в Кадисском заливе, проходя над каньонами континентального шельфа, испытывает дополнительное динамическое воздействие. В итоге возникают условия для отрыва части его вод. Эти теплые и соленые воды скатываются на глубины 800-1200м., образуя сложную систему дипольных и квадрупольных вихрей (линз), резко выделяющихся по своим термохалинным характеристикам от окружающих вод [Филлюшкин и др., 2003]. Но для изучения этого феномена требуются специальные численные эксперименты.

На рис. 4.5 показан также климатический годовой ход скорости переноса массы придонным течением соленых плотных средиземноморских вод ( $1.3 \pm 0.2$  Св) и течением

атлантических вод ( $0.4 \pm 0.1$  Св). Как видим, вынос придонным течением доминирует, и суммарно через Гибралтар в Атлантику поступает  $1.0 \pm 0.3$  Св.

Переносы средиземноморских и атлантических вод происходят в противофазе. Выражена годовая гармоника (рис. 4.5с). Зимой происходит максимальный сток в Атлантику (в феврале до  $1.8$  Св). В августе расход ПТ минимален и равен  $0.9$  Св (рис. 4.5с). Такого рода эволюция обусловлена, прежде всего свободной термохалинной конвекцией в западной части Средиземного моря. Здесь зимой при максимальных ветрах, высоких теплотерях и испарении, повышающем соленость, существенно растет плотность верхнего слоя моря, интенсифицируя конвекцию, влияющую в итоге на ПТ в районе Гибралтара.

Приведенные по модели цифры потоков массы из Средиземного моря в Атлантику хорошо согласуются с данными наблюдений. Так в 1985-86 годах были проведены специальные наблюдения, согласно которым оценки скорости выноса средиземноморских вод через Гибралтар в Атлантику колебались в пределах  $0.7-0.9$  Св [Bryden et al., 1994]. Те же инструментальные оценки показали, что скорость поступления вод из Атлантического океана в Средиземное море близка этим величинам [Bryden et al., 1994]). Но, согласно нашим приведенным выше модельным оценкам скорость поступления вод из СА в СМ почти вдвое меньше (см. и рис. 4.5с). Кроме того, на основании инструментальных наблюдений не был отмечен и выраженный сезонный ход. Заметим, однако, что, как предшествующие инструментальные наблюдения, так и оценки водообмена в Гибралтарском проливе на основе анализа водного и солевого балансов указывают на значительную сезонную изменчивость величины расходов средиземноморских и проникающих атлантических вод [Гидрология Средиземного моря, 1976]. В [Bryden et al., 1994] также отмечены большие трудности проведения наблюдений и, как следствие, неопределенности, возникающие в оценках переносов массы течениями. Поэтому сравнение результатов модельных расчетов с данными наблюдений крайне затруднено ограниченностью и расхождением прямых наблюдений в проливе.

На рис. 4.6 показан меридиональный разрез по  $36^\circ$  с.ш. зонального компонента скорости течения в Атлантике у побережья Испании. Он хорошо маркирует придонное течение (ПТ) средиземноморских вод повышенной солености и плотности, стекающее по материковому склону в слой промежуточных вод Северной Атлантики. Аналогичный вид “в профиль” имели и рассмотренные выше ПТ на выходе из Датского и Фарерско-Шетландского проливов.

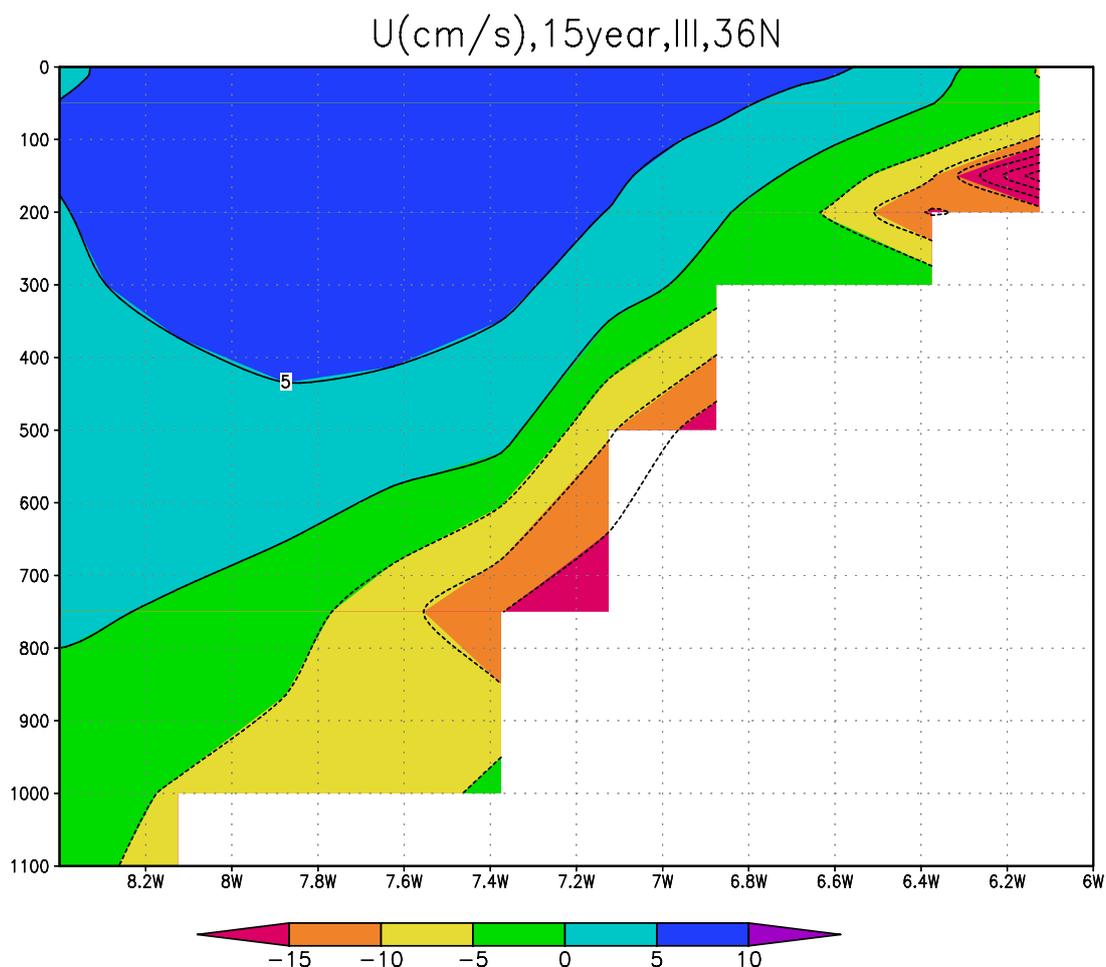


Рис. 4.6. Зональный компонент скорости течения вдоль 36гр.с.ш. (см/с). Март 15-го года численного эксперимента.

#### 4.5 Выводы

Проведены эксперименты с моделью циркуляции, основанной на алгоритмах расщепления по физическим процессам и геометрическим координатам с вертикальной сигма- координатой (изобатическая координата) с разрешением в четверть градуса по широте и долготе (разрешение позволяет воспроизводить синоптические вихри океана) для акватории Северной Атлантики от 20гр.ю.ш. (со Средиземным морем) и Северного Ледовитого океана (с Беринговым морем для учета обмена с Тихим океаном) на срок в 15 лет по современному банку данных OMP с учетом сезонного хода характеристик. В качестве вспомогательной использована функция уровня поверхности океана. Присоединенной моделью льда воспроизведены процессы нарастания, таяния и перемещения ледового покрова. Срок интегрирования позволил выйти численному решению на квазистационарный режим в верхнем бароклинном слое океана. В итоге проведено сравнение с данными наблюдений и модельными результатами других авторов.

Особое внимание уделено обменам через ключевые проливы между Атлантикой и Северным Ледовитым океаном, Атлантикой и Средиземным морем. Использование высокого разрешения и функции тока позволило адекватно воспроизводит течения и гидрологический режим в узкостях. А применение сигма- координаты способствовало высокому качеству воспроизведения течений у дна и в условиях резкого перепада глубин.

В результате реставрировано и исследовано такое явление как придонные течения (ПТ). Рассмотрены ПТ в Датском, Фарерско-Шетландском и Гибралтарском проливах. Это относительно мелководные и узкие проливы между собственно Северной Атлантикой (СА) и ее морями (Датский между СА и Гренландским морем, Фарерско-Шетландский между СА и Норвежским морем и Гибралтарский между СА и Средиземным морем). Первые два, контактируя с Северным Ледовитым океаном (СЛО), играют роль стока солености и тепла. Средиземное море представляет собой источник солености и тепла. В результате приток вод через эти проливы существенно влияет на стратификацию и, следовательно, циркуляцию и переносы тепла и соли в Северной Атлантике.

Оказалось, что только в трех рассмотренных проливах придонные течения поставляют в Северную Атлантику 16 Свердрупов вод, резко отличающихся по своим характеристикам от окружающих вод. Для сравнения отметим, что интенсивность циркуляции в слое верхних двух километров, как в субтропическом антициклоническом, так и в субарктическом циклоническом круговоротах вод Северной Атлантики, равна 25-30 Свердрупам [Curry, McCartney, 2001]. По каждому течению в проливе и по проливам в целом проведено сопоставление полученных переносов вод с данными наблюдений и модельными результатами других авторов.

Рассмотренные феномены придонных течений характеризовались рядом следующих особенностей:

1. Плотность вод придонных течений выше плотности окружающих вод, что обусловлено особенностями водных масс в очагах их формирования. Для Датского пролива это Атлантические Промежуточные воды, а для Гибралтара - Средиземноморские. Плотность тех и других близка  $1027.6 \text{ кг/м}^3$ , в результате чего они дают существенный вклад в формирования промежуточных вод Атлантики. Придонное течение Датского пролива выносит около 7 Св, а ПТ Гибралтара – около 1 Св, но средиземноморские воды чрезвычайно хорошо маркированы высокой соленостью. Плотность вод Придонного Фарерского течения достигает  $1027.9 \text{ кг/м}^3$ , и они участвуют в формировании глубинных вод Северной Атлантики с интенсивностью около 7 Св.

2. Специфическая конфигурация проливов и рельеф дна способствуют развитию ПТ. Необходимо наличие поверхности, на которой водоскат собственно и может развиваться.

Все три рассмотренных примера имеют в этом смысле близкие параметры наклонов дна океана.

3. Тесно связанное с предыдущим обстоятельством условие сохранения массы в узкостях при наличии в проливах нескольких течений способствует интенсификации ПТ. Течения в проливах взаимодействуют друг с другом. В Фарерско-Шетландском и Гибралтарском в наличии динамические диполи, а в Датском - триполь потоков.

4. В Датском проливе взаимодействие течений выражается в противофазном изменении с определенным временным лагом скоростей и расходов течений западной и восточной половин пролива. В глубинных слоях имеет место еще один механизм взаимодействия. При натекании течения из Атлантики на Датский порог, происходит его усиление. В результате этого идет смещение с водами встречного водоската, устойчивая граница которого при таком воздействии частично размывается. Это выражается в том, что на глубинах более 800 м вниз по склону изопикны границы ПТ меняют положение с почти вертикального на почти горизонтальное. В Фарерско-Шетландском проливе из-за его относительно большой протяженности взаимодействие связано с собственными колебаниями динамического диполя течений. Норвежское течение пересекает ось ПТ, в результате чего дивергенция потоков сменяется на конвергенцию, меняется концентрация кинетической энергии. В Гибралтарском проливе скорости встречных течений изменяются в противофазе. Это происходит по принципу вытеснения более слабого потока струей более интенсивного.

5. Сила Кориолиса прижимает придонные течения к соответствующим берегам проливов. В Датском проливе - к материковому склону Гренландии. В Фарерско-Шетландском проливе - к Фарерской возвышенности. А на выходе из Гибралтара - к шельфу и, затем, материковому склону Пиренейского полуострова.

6. ПТ свойственно инверсионное нарастание скорости от его внешней границы к придонному ядру потока. Во всех трех придонных течениях скорости в ядре потока имели величину около 25-35 см/с. Эта величина представляла собой максимум в трехмерном поле скоростей в каждом из рассмотренных районов. Скорости ПТ относительно мало меняются во времени по сравнению со скоростями расположенных рядом течений. Высока устойчивость пространственного положения и конфигурации внешней границы водоскатов в ПТ.

Отметим и специфические особенности, свойственные каждому из рассмотренных феноменов ПТ:

- в Гибралтарском придонном течении особенно отчетливо сказывается влияние свободной конвекции в районе формирования его вод в Средиземном море на скорость и интенсивность переноса массы в ПТ.

- в Придонном Фарерском течении при устойчивости скорости и плотности во времени резко меняются термохалинные характеристики, что связано с флуктуациями на близко расположенном арктическом (полярном) фронте, где формируется выносимая в Атлантику водная масса.

- в Датском проливе встречное глубоководное течение довольно интенсивно размывает внешнюю границу ПТ на склоне дна.

Феномены влияния конвективных и фронтальных процессов на придонные течения и обмены между бассейнами требуют дополнительных исследований из-за своей значимости.

## **5 ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВОСПРОИЗВЕДЕНИЮ ЦИРКУЛЯЦИИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ С РАЗРЕШЕНИЕМ $0.16^{\circ} \times 0.08^{\circ}$**

### **5.1 Введение**

Переход на разрешение  $0.16^{\circ} \times 0.08^{\circ}$  представляет собой попытку реалистичного воспроизведения не только среднего поля скорости, но вихревой структуры океанской циркуляции. Ожидалось, что модель такого разрешения воспроизведет структуру циркуляции океана, которая существенным образом отличается от той, которая воспроизводится в моделях более грубого разрешения.

Сигма-модель с пространственным разрешением  $0.16^{\circ} \times 0.08^{\circ}$  по долготе и широте была настроена на акваторию Северной Атлантики от  $97.92^{\circ}W$  до  $13.92^{\circ}E$  и от  $9.96^{\circ}S$  до  $59.96^{\circ}N$ . Сеточная область в горизонтальной плоскости содержит  $700 \times 875$  узлов. По вертикали было задано 20 неравномерно распределенных по глубине уровней.

Модельная область включает в себя часть акватории Средиземного моря для учета притока высокосоленных вод через Гибралтар, что очень важно для расчета циркуляции Северной Атлантики на длительные сроки.

В данный момент мы ставили задачу дальнейшего совершенствования модели и проведения начальных отладочных экспериментов на срок в несколько лет. При этом главной задачей расчетов являлась работа по настройке параметров модели для воспроизведения сложной вихревой динамики океана в той мере, в которой это возможно на избранном пространственном разрешении.

### **5.2 Описание параметров модели и условий проведения экспериментов.**

В целом условия моделирования были схожими с условиями моделирования с разрешением  $0.25^{\circ}$ , с некоторыми отличиями, касаемые в основном уменьшения коэффициентов вязкости и диффузии. Топография дна, используемая в модели, была получена из данных ETOPO5 разрешением  $5' \times 5'$ . Для этого исходные данные высокого разрешения были сглажены для устранения локальных особенностей, а затем сынтерполированы на модельную область. Далее модельная топография на сетке с разрешением по широте и долготе в  $0.16^{\circ} \times 0.08^{\circ}$  была еще раз сглажена с целью устранения

изломов, что очень важно в  $\sigma$ -координатах, и ограничена минимальной величиной в 5 м. Ненулевая глубина во всех точках области, включая береговые, необходима для  $\sigma$  - модели океана, поскольку здесь используется преобразование вертикальной координаты  $\sigma = \frac{z}{H}$  ( $z$  - геометрическая вертикальная координата,  $H(\lambda, \varphi)$  – глубина океана,  $\lambda$  и  $\varphi$  - географические долгота и широта).

Модельная область содержит 5 участков "жидких" границ на юге и севере области и в Средиземном и Балтийском морях. На жидких границах от поверхности до дна на каждом шаге интегрирования задаются значения температуры и солёности по данным массива Левитуса. При длительном интегрировании модели необходимо учитывать сток основных рек, влияющих на распределение солёности. В данной версии модели это делается путем внесения соответствующих поправок в поток пресной воды (см. раздел 1.4).

За отчетный период были проведены несколько настроечных экспериментов, длительностью по 2 года и более. В ходе этих экспериментов выяснилось, что наиболее адекватные результаты получаются при уменьшении коэффициентов боковой вязкости-диффузии. В численных экспериментах коэффициенты крупномасштабной горизонтальной диффузии для  $T$  и  $S$ , параметризующие подсеточную мезомасштабную вихревую активность, брались одинаковыми. Коэффициенты горизонтальной диффузии в меридиональном направлении задаются как функция глубины и широты, так что в окрестности экватора они составляют порядка  $10 \text{ м}^2/\text{с}$ , а в средних широтах существенно меньше – около  $0.3 \text{ м}^2/\text{с}$ . Даже при таких малых коэффициентах модель не теряет устойчивости, поскольку использует неявную схему интегрирования по времени, которая сама по себе является естественным фильтром. Коэффициенты горизонтальной вязкости в меридиональном и зональном направлениях выбирались вообще на два порядка меньше чем для температуры и солёности, поскольку дополнительно использовалась сеточная фильтрация скоростей, определяемая сеточным оператором Лапласа второй степени. Эта процедура вязкости описана выше. На каждом шаге она подавляет 2-х шаговую сеточную «паразитную» моду приблизительно в 2 раза.

Для вертикального перемешивания использовалась параметризация Монина-Обухова. При этом минимальные значения коэффициентов вертикальных диффузии и вязкости для случая устойчивой стратификации брались  $0.1 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  и  $1 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  соответственно, а в случае неустойчивой – по  $1000 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ . И так же в верхнем 5-метровом слое к коэффициенту диффузии добавлялась величина  $10 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ . Эта дополнительная диффузия препятствует «выклиниванию» профиля температуры. Это важно особенно для тропиков.

Для составляющих скорости, как на твердых границах, так и на дне ставится условие свободного скольжения, а для температуры  $T$  и солёности  $S$  - условия отсутствия потоков.

В качестве атмосферного форсинга наиболее приемлемым оказался вариант работы модели вместе с моделью термодинамики. В этом случае над свободной ото льда поверхностью океана при расчет потоков явного и скрытого тепла по балк-формулам и длинноволнового излучения используется модельная температура поверхности океана. Таким образом, появляется дополнительная степень свободы для температуры, которая позволяет развиваться океанической синоптике в верхнем слое океана.

Быстродействие программной реализации модели на FORTRAN 90 для выбранной сеточной области при шаге 15 мин составляет приблизительно 1 сутки процессорного времени на 24 дня модельного времени при расчетах на кластере ИВМ РАН. Т.е. настоящая версия вихреразрешающей модели приблизительно на порядок медленнее вихредопускающей. Это не позволило нам провести расчеты вихреразрешающей модели на такие же сроки, как и вихредопускающую.

### **5.3 Результаты расчетов модели с разрешением $0.16^\circ \times 0.08^\circ$**

В нашу задачу входила комплексная настройка модели высокого разрешения. Такого рода работа включает в себя проверку алгоритмов, модификации отдельных программных блоков (особенно это касается блока расчета уровня океана, т.к. он является сравнительно новым для  $\sigma$ -модели), подбор параметров, предварительные сравнения с известными результатами моделирования и наблюдениями.

Это требует анализа и дальнейшего необходимого изменения параметризаций физических процессов, используемых в модели. К этим процессам относятся, например, горизонтальный и вертикальный турбулентный обмены, конвективное перемешивание, взаимодействие атмосферы и океана посредством потоков тепла и массы. Такие мероприятия связаны с переходом на высокое пространственное разрешение, а значит и на иные масштабы пространственно–временного осреднения.

Кроме того, в модель внедрен ряд оригинальных авторских нововведений, соответствующих современным представлениям о моделировании с высоким пространственным разрешением. В ходе экспериментов выяснилось, что наилучшим образом климатическая циркуляция воспроизводится при непосредственном расчете атмосферных потоков на модельном шаге по балк-формулам, когда скрытое и явное тепло вычисляется с использованием модельной температуры поверхности океана.

При этом мы все же оставляли привязку на поверхности океана температуры и солености модели к их значениям согласно климатическим данным (Левитус). Эту привязку можно интерпретировать как воспроизведение релаксации (приспособления) верхнего 50-метрового слоя океана к атмосферному воздействию за 4 месяца.

В настоящем отчете мы приводим результаты эксперимента длительностью 2 года. При выводе все массивы выводились с дискретностью 10 суток за весь срок интегрирования модели. Дадим краткий анализ особенностей пространственного распределения океанских полей и их сезонного хода в избранном варианте модельной реализации на второй год интегрирования. Подробное описание модели, области расчетов, граничных условий и используемых параметров приведено выше. Начальные условия для температуры и солености интерполировались на модельную область согласно январским данным атласа Левитуса с разрешением  $(1/4)^\circ$ . Расчет велся в прогностическом режиме. Важно отметить, что начинался расчет с состояния покоя, то есть с нулевых скоростей. Поэтому быстрый выход структуры поля скорости в верхнем слое океана на состояние, близкое к реалистическому состоянию за счет геострофики (см. ниже), говорит в пользу предлагаемого варианта модели.

### 5.3.1 Общая структура циркуляции

Как уже было сказано выше, был осуществлен переход со среднемесячного на синоптический атмосферный форсинг согласно нормализованному году из OMIР. Как и следовало ожидать, средняя по области расчета кинетическая энергия увеличилась приблизительно на 10%, что видно из рис. 5.1.

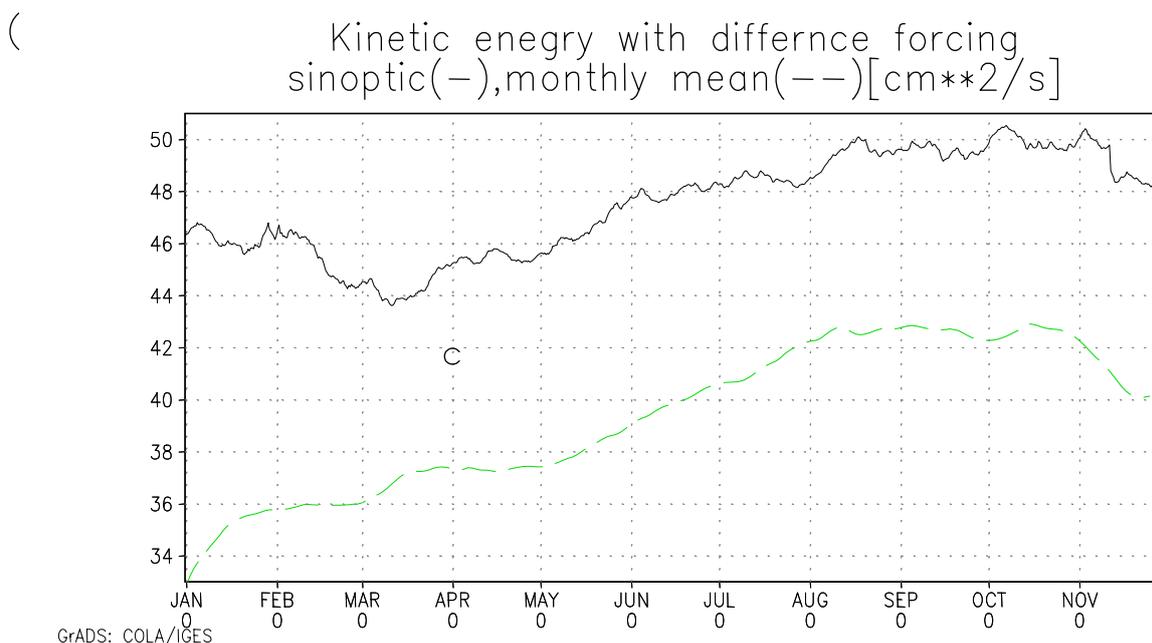


Рис. 5.1. Временной ход средней по области кинетической энергии (в  $\text{cm}^2/\text{c}$ ) за второй год интегрирования с синоптическим форсингом (сплошная кривая) и среднемесячным (пунктир)

с

Следует отметить, однако, что в среднем скорости в Гольфстриме практически не изменились. Это подтверждает тот факт, что система Гольфстрима и Северо-Атлантического течений во многом определяется собственной динамикой океана.

Сравним далее характеристики циркуляции с известными обобщенными данными наблюдений.

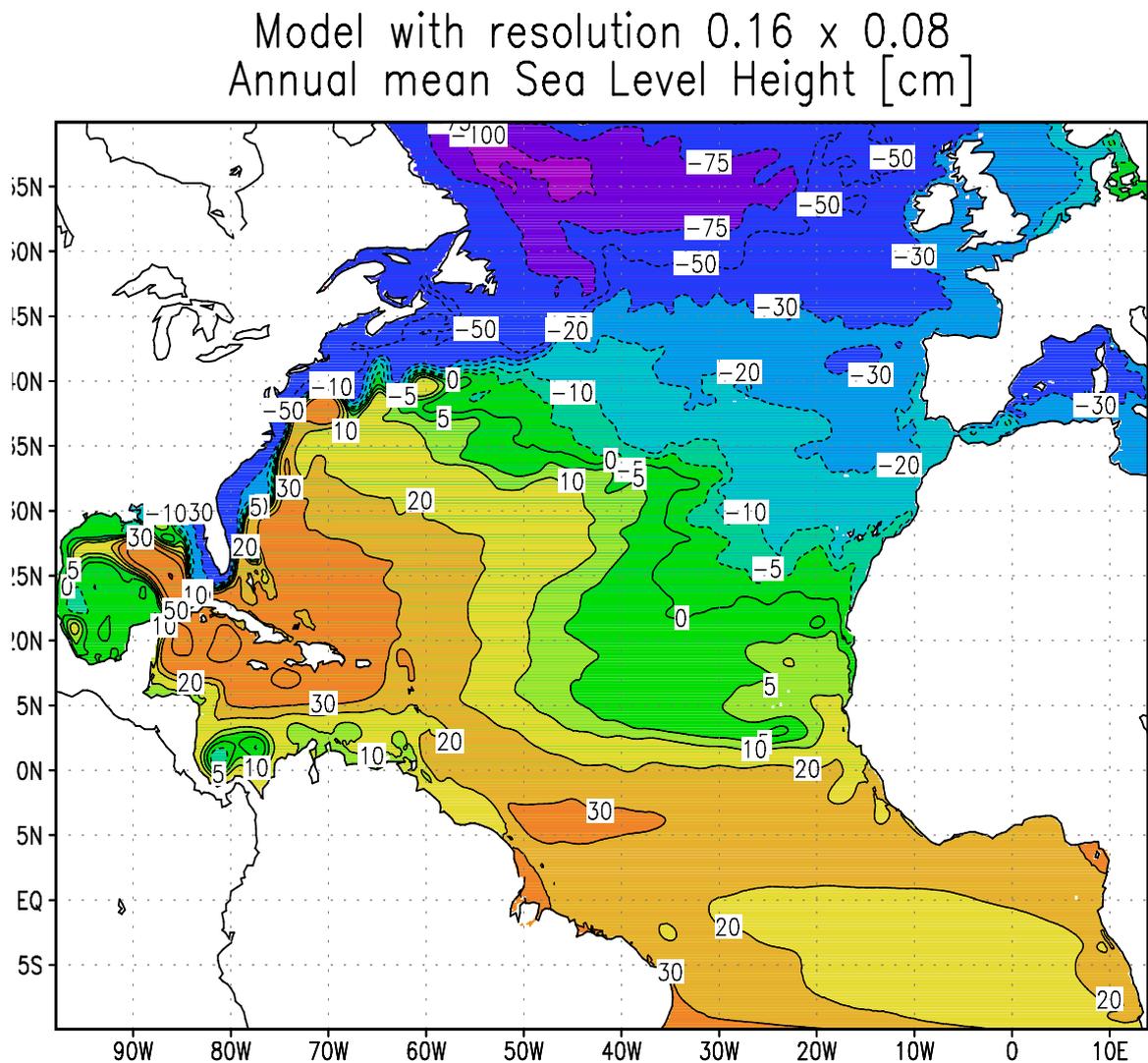


Рис. 5.2 Среднегодовой уровень океана в см, усредненный за 2-й год моделирования, по данным модели высокого разрешения.

На рис.5.2 и 5.3. показаны соответственно поля уровня (в см) и скорости течений на горизонте 10 метров средние за год. В работе (Niiler et al. 2003) приведены средние за период в 12 лет (с 1992 по 2002 гг поля уровня океана, подготовленными в работе по данным натуральных наблюдений (дрифтеры, спутниковая альтиметрия, атмосферное давление).

Model resolution 0.16x0.08  
Annual mean velocity at 10m[cm/s]

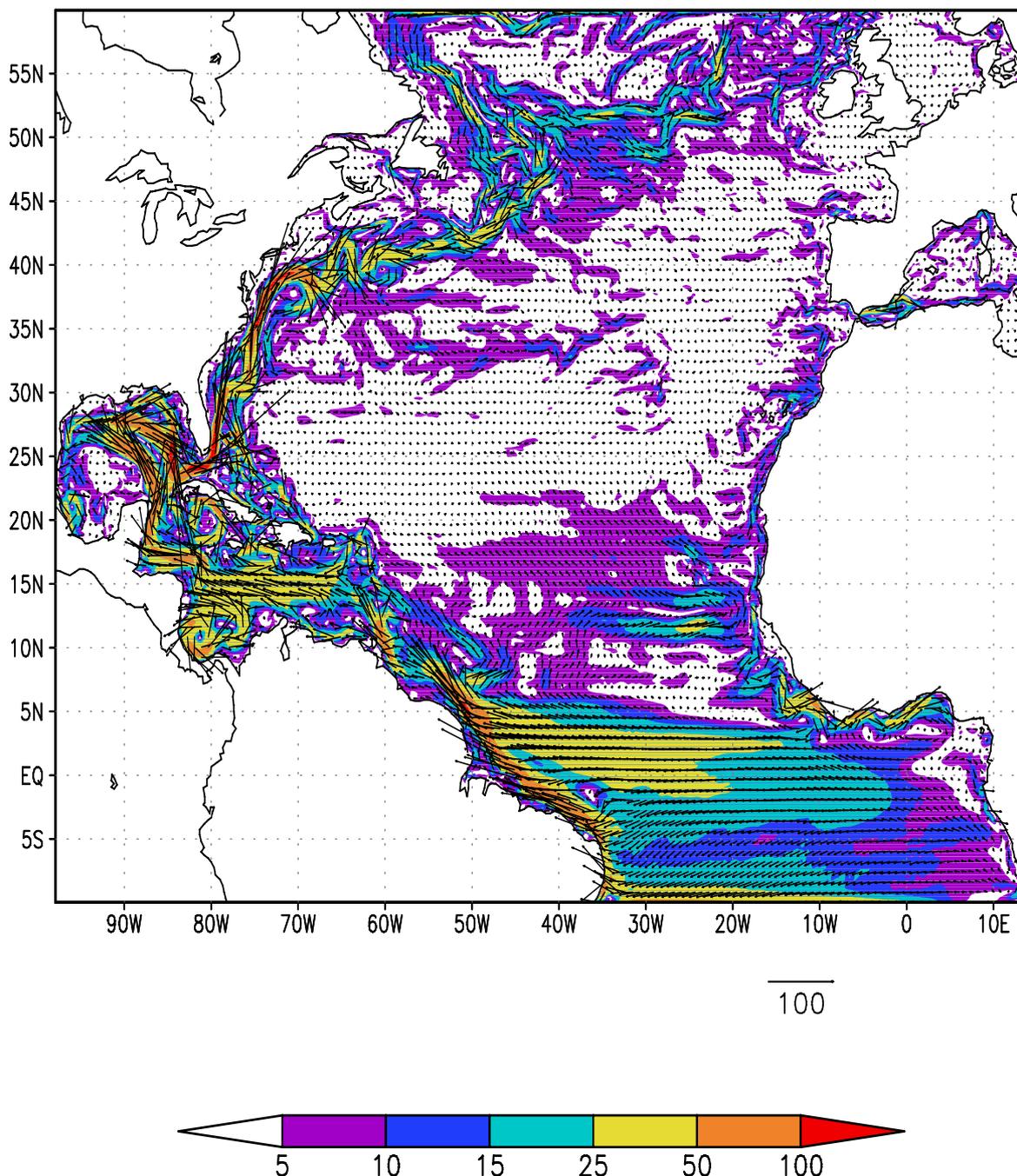


Рис. 5.3 Среднегодовое поле скорости течений в см/с, усредненное за 2-й год моделирования, по данным модели высокого разрешения

Как в модели, так и по данным наблюдений здесь выделяются зоны высокого градиента  $\zeta$  в субтропиках (южнее  $39^\circ$ с.ш.) и раза в полтора более низкого градиента севернее (рис. 5.2). И в модели и по данным наблюдений воспроизведена циклоническая завихренность изолиний  $\zeta$  к востоку от Ньюфаундленда и Лабрадора. В целом структура среднегодового уровня океана хорошо отражает основные особенности циркуляции Северной Атлантики.

На рис. 5.3 дано среднее за год (2-й год интегрирования) поле скорости течений Северной Атлантики. Здесь можно отметить воспроизведение всех известных крупномасштабных течений попадающих в область моделирования (систему экваториальных течений, Гвинейское, Антильское, Юкатанское, Флоридское, Гольфстрим, Северо-Атлантическое, Лабрадорское).

Как уже было сказано, ранее при расчетах циркуляции Северной Атлантики нами ранее использовалась модель разрешения  $(1/12)^\circ$  по долготе и широте. Модельная область по широте составляла  $7.9583^\circ\text{N}-50.0416^\circ\text{N}$ , т.е. экваториальная область не была включена в область моделирования. При проведении расчетов на срок дольше 2-3 месяцев, выявилось, что система Гольфстрима не воспроизводится адекватно, поскольку именно экваториальные течения, переходя в Гвианское течение, далее дает начало Гольфстриму. В связи с этим для новой серии расчетов в модельную область была включена Экваториальная зона. Подтверждением этого положения как раз и служит поле течений из рис. 5.3.

Как и в модели разрешением  $0.25^\circ$ , воспроизводятся особенности структуры циркуляции СА, выявленные в последние десятилетия в результате обобщения данных наблюдений (Flatau et al. 2003, Perez-Brunius et al. 2004). Это транспорт теплых вод в верхнем слое на север не непосредственно от берегов Америки к северному побережью Англии (см., например, (Атлас 1977)), а предварительное "обтекание" т.н. северо-западного угла (Northwest Corner (Perez-Brunius et al. 2004)). Обращает на себя внимание, что отмеченная выше закономерность циркуляции обход по рельефу "северо-западного угла" выполняется вполне удовлетворительно (рис. 5.3).

Так же в Мексиканском заливе (рис. 5.2 и 5.3) хорошо выделяется петлеобразная структура течения, которая связывает северную часть Гвианского течения и начало Флоридского течения. Сейчас благодаря спутниковым и др. наблюдениям эта особенность циркуляции в Мексиканском заливе хорошо известна. Однако в атласе ВМФ она отсутствует. Так же в этом атласе неправильно изображено положение Северо-Атлантического течения. Поэтому численное моделирование может нести крайне полезную информацию для исследований циркуляции океана.

Как и следовало ожидать, для модели высокого разрешения свойственна т.н. океаническая синоптическая изменчивость. Поэтому, среднегодовые картины циркуляции сильно отличаются, особенно в области струйных течений от среднегодовых. Это хорошо проявляется на рис. 5.4 и 5.5 на которых изображены карты уровня и течений для начала февраля и начала августа 2-го года расчета. На этих рисунках можно отследить

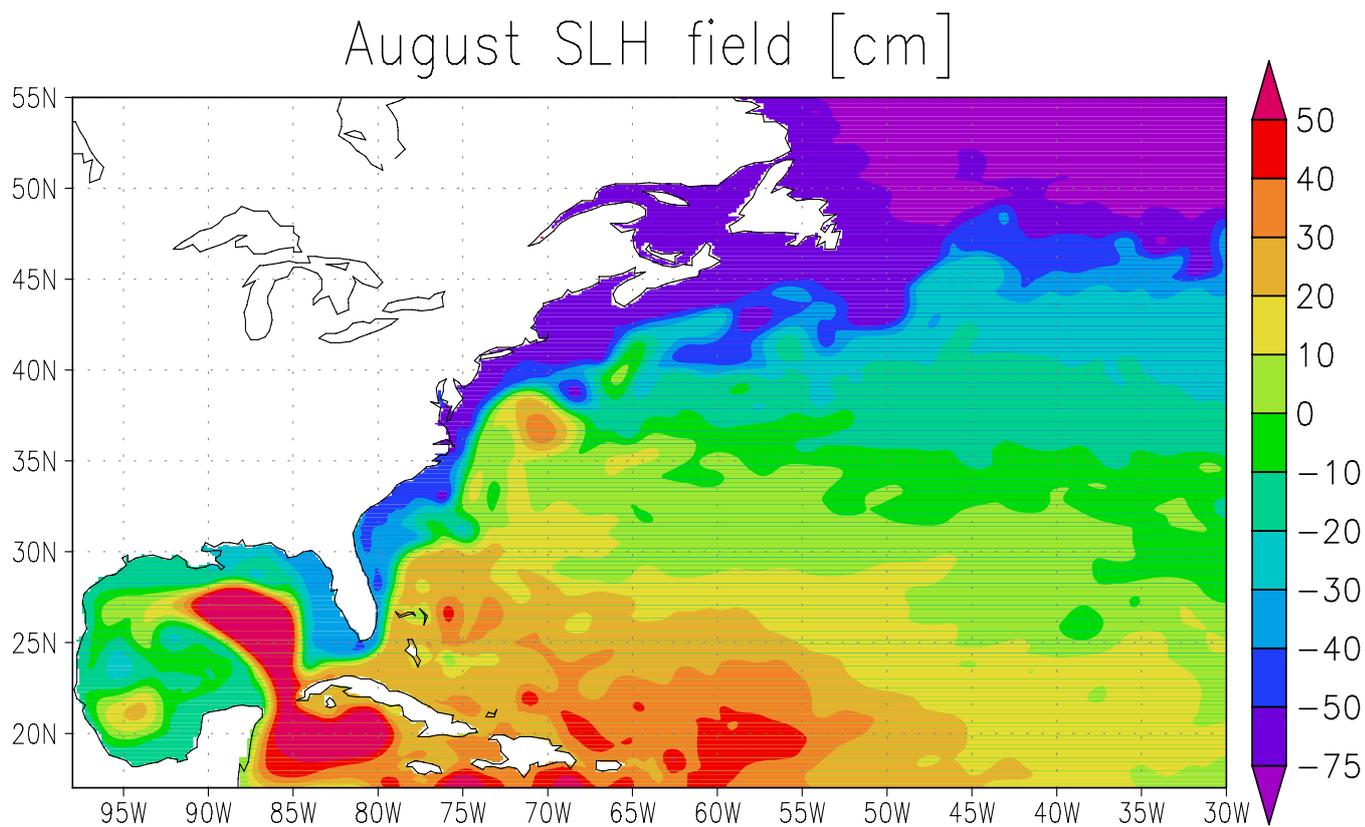
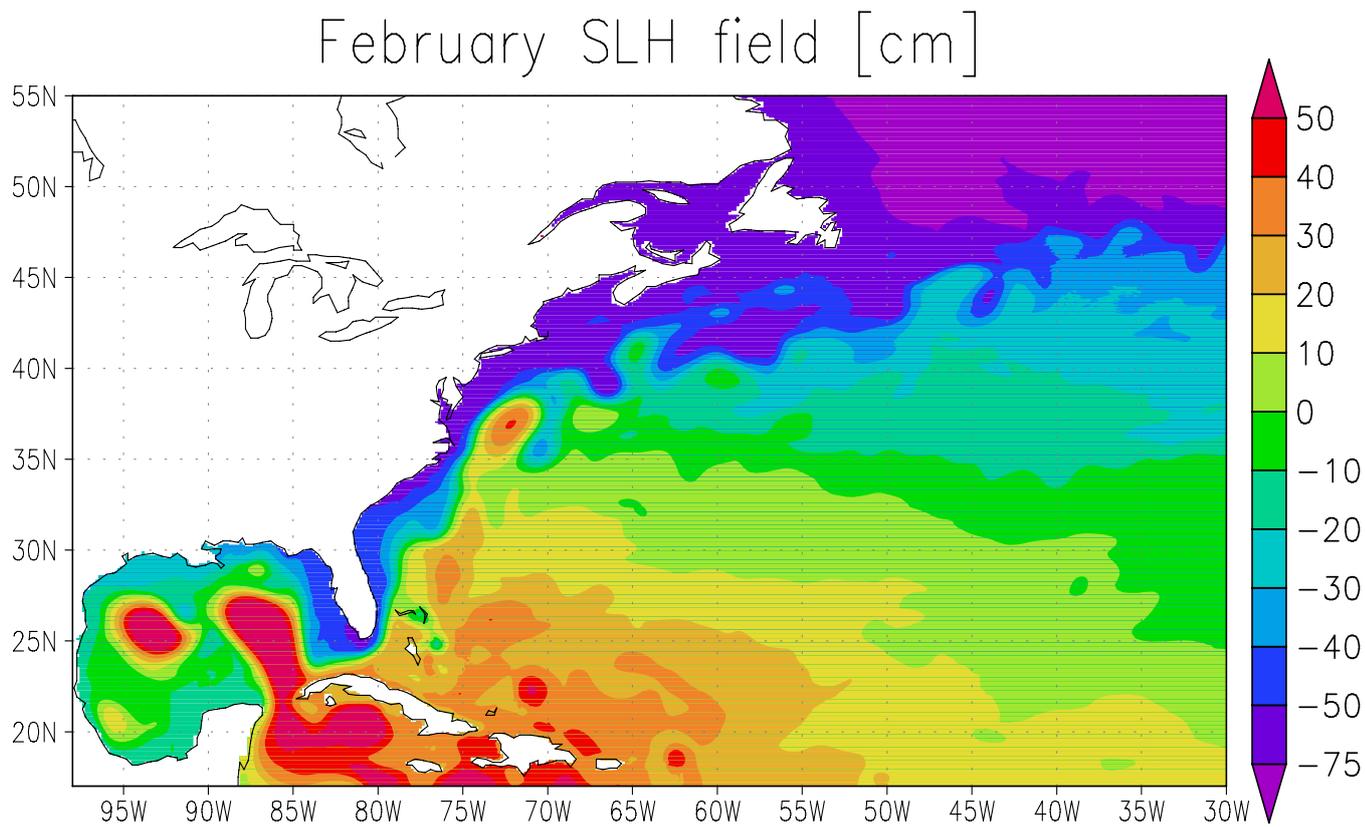
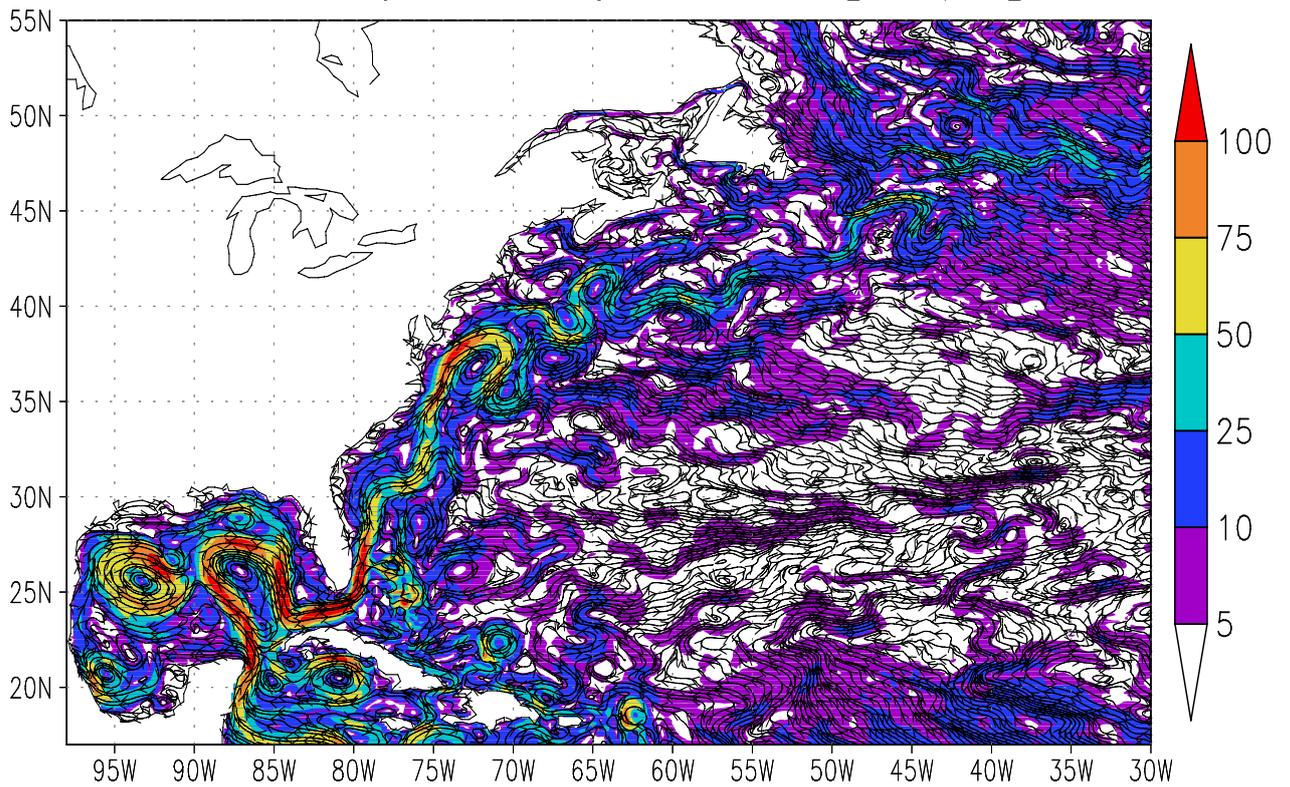


Рис. 5.4. Мгновенные поля уровня в см для начала февраля (вверху) и начала августа (внизу) 2-го года расчета.

## February velocity at 10m[cm/s]



## August velocity at 10m[cm/s]

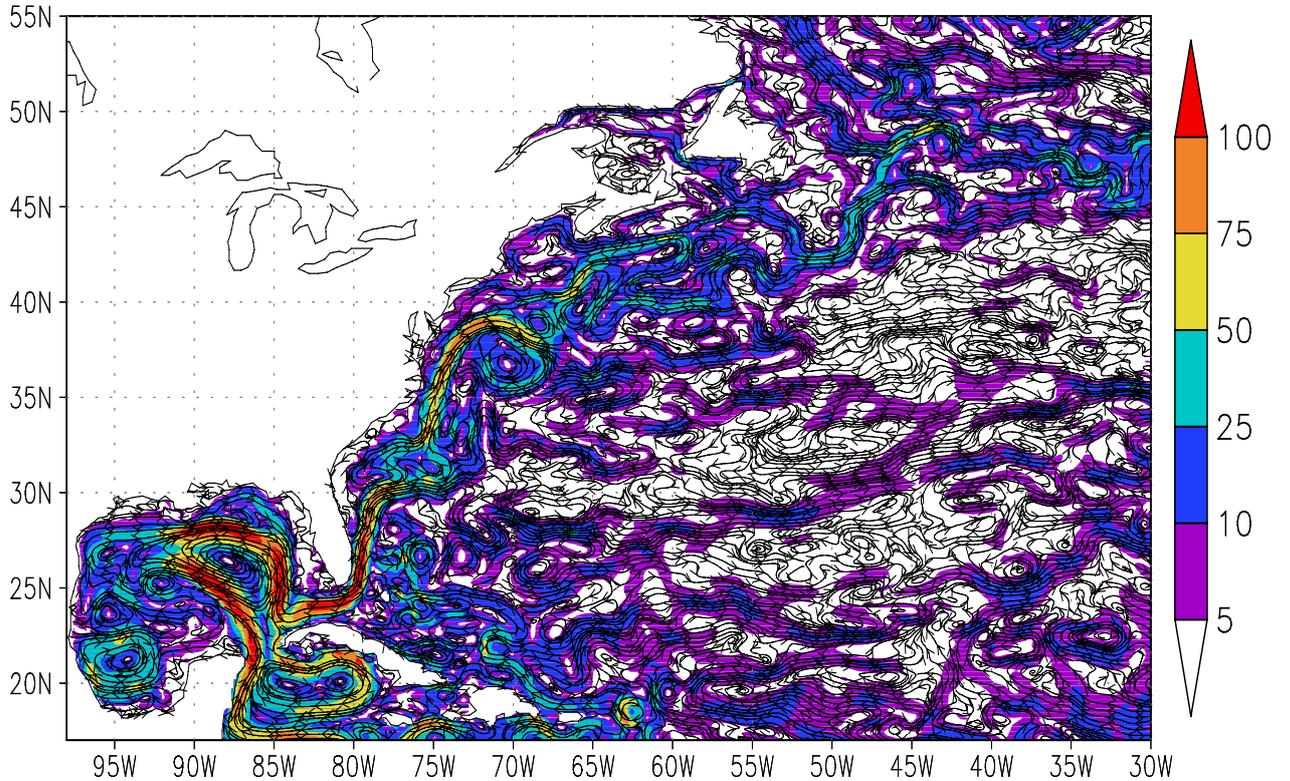


Рис. 5.5. Мгновенные поля линий тока на горизонте 10 м (величина скорости отмечена цветом в см/с) для начала февраля (вверху) и начала августа (внизу) 2-го года расчета.

### 5.3.2 Воспроизведение Гольфстрима в модели с разрешением $0.16^{\circ} \times 0.08^{\circ}$ .

На рис. 5.4 и рис. 5.5 для области где происходит формирование Гольфстрима, его развитие и перехода в Северо-Атлантическое течение, приведены карты мгновенного состояния океана по результатам моделирования. Эти карты более наглядно отражают сложную вихревую картину течений. Поле уровня динамически согласовано с полем скорости. На этих рисунках также можно видеть как формируются теплые и холодные ринги Гольфстрима. Само поле течений представляет собой плотную упаковку вихрей, за исключением областей, где собственная динамика океана подавляется ветровым воздействием. Последнее более проявляется в зимний период (верхние рисунки), поскольку зимой ветра более сильные, а стратификация в верхнем слое океана менее выражена в результате перемешивания, вызванного зимним выхолаживанием.

Отметим, что в модели проявляется вихревая структура в области отхода Гольфстрима от берега, которая смещает место отрыва к северу. Такого рода особенность проявляется во всех модельных решениях (см. рис. 2.6). .Особенно это характерно для вихреразрешающих моделей.

Сопоставим, например, характеристики Гольфстрима, полученные в нашем численном эксперименте, с данным наблюдений по проекту DEOS (см. рис.5.6., взятый из <http://rads.tudelft.nl/gulfstream/>).

Анализ данных DEOS показывает, что интенсивная вихревая активность постоянно развивается в струе Гольфстрима восточнее  $68^{\circ}$ з.д.. Западнее Гольфстрим как правило представлен устойчивой струей, для которой характерны два максимума скорости до 1 м/с и более в областях: 1)  $25-32^{\circ}$ с.ш. и 2)  $36-38^{\circ}$ с.ш.

Согласно данным моделирования, эти два максимума также проявляются, причем со скоростями большими, чем  $0.25^{\circ}$  модели и более соответствующими натурным данным – более 1 м/с (ср. рис.2.7, 4.3 и 4.4). Однако в вихреразрешающей модели прибрежное холодное течение в области севернее  $30^{\circ}$ с.ш. (рис.4.3) не проявляется. По-видимому это связано с тем, что наличие северной жидкой границы приблизительно на  $60^{\circ}$ N не позволяет достаточной мере развиваться Лабрадорскому течению.

В целом можно констатировать вполне адекватное воспроизведение структуры Гольфстрима и Северо-Атлантического течения, не уступающее лучшим зарубежным аналогам. При этом воспроизводится собственная динамика Гольфстрима: меандрирование, образование теплых и холодных рингов, их отрыв и смещение на запад, параметры которых близки к натурным.

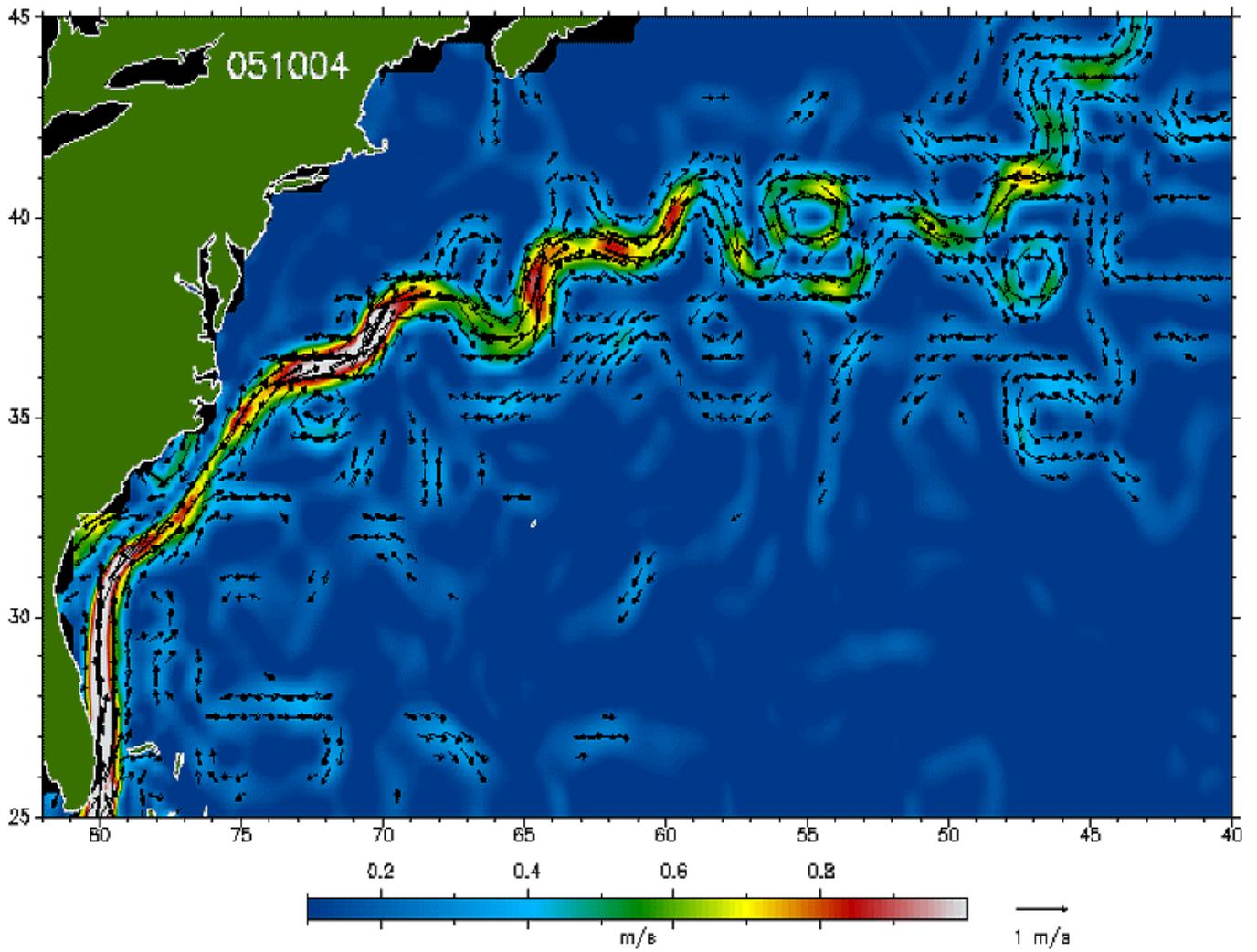


Рис. 5.6. Скорости течений в области Гольфстрима по данным наблюдений проекта DEOS в м/с, начало октября 2005 г.

## **6 Расчёты возможных путей переноса икринок и личинок европейской сардины зимой и ранней весной 1995 и 1997 годов в районе экономической зоны Марокко.**

Современная рыбохозяйственная наука все чаще использует, в рамках глобального экологического подхода, модели разных типов как инструмент создания и проверки гипотез о связях между гидробионтами и средой. Так привлечение модели общей циркуляции океана позволяет объединить различные базы данных по гидротермодинамике океана, биологии и промысловой статистике. Последние достижения в моделировании, прогресс компьютерных технологий, постоянно углубляющееся понимание процессов, происходящих в океане, позволяют надеяться на перспективное развитие новых инструментальных средств в управлении возобновимыми морскими ресурсами.

Разработки такого подхода может быть успешной для областей апвеллинга. Здесь, например, в зонах апвеллинга Центрально-восточной Атлантики (ЦВА), большие межгодовые колебания биомассы запасов таких пелагических рыб как сардина, анчоус, ставрида и др. возможно в значительной степени связаны с изменчивостью “урожайности” их пополнения. Интересно, что колебания биомассы и “урожайности” находятся в синхронизации во многих районах с наличием апвеллинга. В больших прибрежных областях апвеллинга различные виды рыб выработали адаптивные стратегии, характерные для непостоянных и дисперсионных сред.

Изменчивость в пополнении запасов рыбы крайне чувствительна в отношении выживания икринок, личинок и рыбной молоди. Выживание, в свою очередь, зависит от гидродинамических структур, которые способствуют процессам концентрации и удержания планктона и ихтиопланктона. Для лучшего понимания связей между экологическими и физическими процессами важно определить их пространственно-временные масштабы.

Несколько устойчивых областей нереста основных промысловых рыб находится в районе Канарского апвеллинга. Обычно нерест происходит южнее крупных мысов, в зоне подводных каньонов. Удержание икры и личинок наблюдается и в районах синоптических вихрей. Эмбриональный период развития икры короток – 1,5-2 дня. Подавляющее число личинок дрейфует с периферии синоптических вихревых образований под воздействием Канарского течения в южном направлении. В разные месяцы и годы прибрежная адвекция проявляется разнообразными способами, сильно влияя на разнос личинок. Вероятнее всего, одним из основных факторов, отрицательно влияющих на выживание икры и личинок, является наличие их выноса в открытую часть океана.

Для проверки этой гипотезы сделаны расчёты возможных путей переноса икринок и личинок европейской сардины (далее - пассивные планктёры или, кратко, - ПП) зимой и ранней весной 1995 г. (основной эксперимент) и 1997 г. (контрольный эксперимент) в районе экономической зоны Марокко ЦВА. Расчеты были произведены с помощью модели циркуляции океана, описанной в главе 4, разрешение которой  $0.16^\circ \times 0.08^\circ \times 20$  уровней, позволяет воспроизводить синоптические вихри океана. Методика расчета динамики океана идентична методике, описанной в предыдущей главе, но для конкретного атмосферного форсинга 1995 г. и 1997 г.

### **6.1 Методика расчета переноса пассивной примеси**

Было выполнено две серии расчетов. В первой серии распространение ПП воспроизводилось оператором переноса-диффузии. Уравнение распространения ПП в сферической  $\sigma$ -системе координат (обозначения такие же как и при описании модели) имеет вид:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + mu \frac{\partial c}{\partial \lambda} + nv \frac{\partial c}{\partial \varphi} + \frac{\omega}{H} \frac{\partial c}{\partial \sigma} \equiv \frac{\partial c}{\partial t} + Ac = 0, \quad (48)$$

где  $c$  – концентрация ПП. При этом использовались рассчитанные по модели скорости, а коэффициенты горизонтальной и вертикальной диффузии равнялись аналогичным коэффициентам для температуры и солёности. Поскольку в операторе переноса использовалась немонотонная разностная схема второго порядка, в процессе переноса появлялись пространственные моды колебаний в два шага расчетной сетки, которые могли давать нереальные отрицательные значения примеси. Чтобы устранить этот эффект, отрицательные значения примеси убирались. Затем, для выполнения закона сохранения примеси, корректировалось её полное содержание в расчетной области. При этом возникал процесс дисперсии примеси, обусловленный немонотонной центрально-разностной схемой переноса. Он, осуществлял перенос примеси против потока (численный фиктивный процесс диффузии).

Поэтому была проведена модификация блока переноса пассивной примеси, и создана гибридная схема переноса, описанная ниже. Расчеты переноса ПП, приводимые в этом разделе, проведены именно с помощью гибридной схемы переноса (49) при  $\varepsilon = 1$  (см. п.6.1.1). При этом коэффициент горизонтальной диффузии в схеме (49) при данных шагах расчетной сетки вполне сопоставим в интересующей нас зоне ЦВА и в целом по океану с измеренными значениями коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии, который составляет порядка  $10^6$  см<sup>2</sup>/с (см., например, (Стоммел, 1963)). В струйных

течения типа Гольфстрим, со скоростями более 25см/с коэффициент диффузии, обусловленный схемой (49) (см. п.6.1.1), выше в несколько раз. Тем не менее, при завышении коэффициента диффузии в рассчитанных полях примеси градиенты будут невелики. То есть, процесс распространения примеси будет сглажен, а примесь будет занимать область охватывающую зону распространения примеси, обусловленную собственно переносом течением. Следует отметить, как будет видно из приведенных ниже карт, что перенос течениями существенным образом превалирует над диффузионным переносом.

### 6.1.1 Гибридная схема переноса.

Основная схема переноса-диффузии на сетке “С” по классификации Аракавы имеет второй порядок аппроксимации. Поскольку в модели используется метод расщепления, то процесс переноса-диффузии расщепляется на 3 одномерных процесса по долготе, широте и глубине. Поэтому для простоты выпишем центрально разностную схему оператора переноса 2-го порядка (принятую в модели в качестве базовой) для одномерного случая на равномерной сетке.

$$(A\varphi)_i = (\varphi_{i+1}u_{i+1/2} - \varphi_{i-1}u_{i-1/2})/(2h),$$

где  $A$  – оператор переноса пассивной примеси  $\varphi$  в узле  $i$ ,  $h$  – шаг пространственной сетки. Представим монотонный оператор переноса пассивной примеси на сетке С (направленные разности) в следующем виде:

$$(A\varphi)_i = \begin{cases} (\varphi_i - \varphi_{i-1})u_{i-1/2} / h, & u_{i-1/2} \geq 0 \quad (c1) \\ (\varphi_{i+1} - \varphi_i)u_{i+1/2} / h, & u_{i+1/2} \leq 0 \quad (c2) \end{cases}$$

Для первого случая (с1), применяя тождественные преобразования можно получить:

$$\begin{aligned} (\varphi_i - \varphi_{i-1})u_{i-1/2} / h &= (\varphi_{i+1}u_{i+1/2} - \varphi_{i-1}u_{i-1/2})/(2h) - \varphi_{i+1}u_{i+1/2} / 2 / h + 2\varphi_i u_{i-1/2} / 2 / h - \varphi_{i-1}u_{i-1/2} / 2 / h = \\ &= (\varphi_{i+1}u_{i+1/2} - \varphi_{i-1}u_{i-1/2})/(2h) - \varphi_{i+1}u_{i+1/2} / 2 / h + \varphi_i u_{i+1/2} / 2 / h + \varphi_i u_{i-1/2} / 2 / h - \varphi_{i-1}u_{i-1/2} / 2 / h + \\ &+ \varphi_i u_{i-1/2} / 2 / h - \varphi_i u_{i+1/2} / 2 / h = \\ &= (\varphi_{i+1}u_{i+1/2} - \varphi_{i-1}u_{i-1/2})/(2h) - \frac{u_{i+1/2}h}{2}(\varphi_{i+1} - \varphi_i) - \frac{u_{i-1/2}h}{2}(\varphi_i - \varphi_{i-1}) - \frac{\varphi_i}{2}(u_{i+1/2} - u_{i-1/2}) / h. \end{aligned}$$

Аналогично для второго случая (с2) можно также получить следующее выражение:

$$\begin{aligned}
(\varphi_{i+1} - \varphi_i)u_{i+1/2} / h &= (\varphi_{i+1}u_{i+1/2} - \varphi_{i-1}u_{i-1/2}) / (2h) + \varphi_{i+1}u_{i+1/2} / 2 / h - 2\varphi_i u_{i+1/2} / 2 / h + \varphi_{i-1}u_{i-1/2} / 2 / h = \\
&= (\varphi_{i+1}u_{i+1/2} - \varphi_{i-1}u_{i-1/2}) / (2h) + \varphi_{i+1}u_{i+1/2} / 2 / h - \varphi_i u_{i+1/2} / 2 / h - \varphi_i u_{i-1/2} / 2 / h + \varphi_{i-1}u_{i-1/2} / 2 / h + \\
&+ \varphi_i u_{i-1/2} / 2 / h - \varphi_i u_{i+1/2} / 2 / h = \\
&= (\varphi_{i+1}u_{i+1/2} - \varphi_{i-1}u_{i-1/2}) / (2h) + \frac{u_{i+1/2}h}{2}(\varphi_{i+1} - \varphi_i) - \frac{u_{i-1/2}h}{2}(\varphi_i - \varphi_{i-1}) - \frac{\varphi_i}{2}(u_{i+1/2} - u_{i-1/2}) / h.
\end{aligned}$$

Формально объединяя случаи (с1) и (с2), можно записать их в общем виде:

$$(A\varphi)_i = \frac{\varphi_{i+1}u_{i+1/2} - \varphi_{i-1}u_{i-1/2}}{2h} - \varepsilon \frac{|u_{i+1/2}|h}{2}(\varphi_{i+1} - \varphi_i) - \frac{|u_{i-1/2}|h}{2}(\varphi_i - \varphi_{i-1}) - \varepsilon \frac{\varphi_i}{2} \frac{u_{i+1/2} - u_{i-1/2}}{h}, \quad (49)$$

где  $\varepsilon \in [0,1]$ . Полагая  $\varepsilon = 0$ , мы получаем базовую схему второго порядка для переноса, а полагая  $\varepsilon = 1$  - схему направленных разностей. Второй компонент последней схемы представляет собой диффузию, выписанную на сетке “С” с коэффициентом  $|u|h/2$ , а третий – поправку на неразрывность скорости к схеме второго порядка переноса. Главным достоинством такой записи является то, что нам не нужно существенным образом переписывать блоки переноса-диффузии, подготовленные в модели для температуры и солености. Комбинируя параметром  $\varepsilon$  в пределах от 0 до 1, мы можем получать комбинацию схемы переноса от центральных разностей до направленных разностей.

## 6.2 Начальное положение ПП и сроки выброса

### 6.2.1 Координаты выпуска

Было выбрано три участка, где согласно данным наблюдений наблюдались повышенные концентрации икры сардины ( $>500$  шт./м<sup>2</sup>) в феврале 1995г. Согласно данным измерений исходная концентрация в районах определялась по квадратам  $0.25 \times 0.25^\circ$ . Однако наша расчетная сетка модели высокого пространственного разрешения с шагами 0.16 и 0.08 гр. по долготе и широте немного не совпадает с положением этих квадратов. При этом отслеживалось, что эти районы ограничены изобатами 100-300 м, что соответствует данным наблюдений. Поэтому начальное положение выбросов ПП на расчетной сетке модели было выбрано согласно заданным условиям Атлант НИРО. На рис. 6.1. черным цветом закрашены начальные положения выбросов ПП для 3-х районов нереста. Это, заданные Атлант НИРО, места наиболее активного и массового нереста в нормальные годы. Вообще, конечно же, нерест может происходить и на более обширных акваториях.

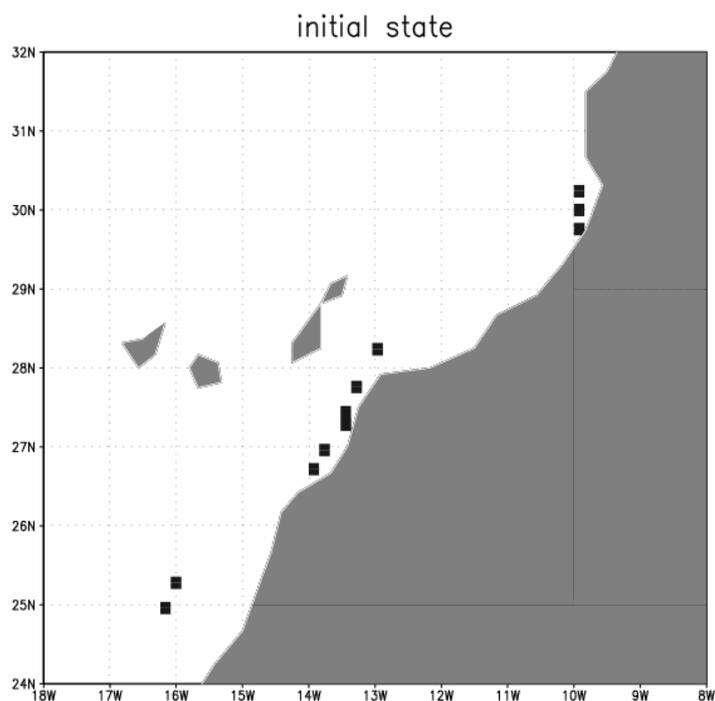


Рис. 6.1. Начальное положение концентрации ПП для 3-х участков в ЦВА (нумерация с юга на север, черным цветом закрашены ячейки модельной сетки, где задавались начальные положения выбросов ПП), расположенных между параллелями (1) 25.0-25.2°с.ш.; (2) 26.8-28.2°с.ш.; (3) 29.8-30.2°с.ш.

### 6.2.2 Слой

Согласно данным наблюдений нерест происходит приблизительно в слое 0-25 м (это 90% рыбы). Поэтому начальная концентрация задавалась в отмеченных ячейках, на горизонтах, выше 25 м. Следует отметить, что в сигма - системе координат это соответствует разному количеству ячеек сетки по вертикали. В качестве начальных условий мы положили безразмерную единичную концентрацию в эти ячейки модельной сетки. При этом эту концентрацию можно рассматривать как коэффициент разбавления. Т.е. если нам нужно пересчитать поля реальных значений ПП, достаточно модельные величины безразмерной концентрации ПП умножить на *исходную* нужную нам физическую концентрацию ПП. В среднем физическая исходная концентрация икры во всех трех районах может составлять 600 экз. под 1 кв.м в слое 0-25 м.

### 6.2.3 Сроки

Пик нереста сардины – февраль. Поэтому мы вначале рассчитали циркуляцию Северной Атлантики на момент 15 февраля 1995 г. и 1997 г. Но есть одна интересная деталь: у сардины нерест привязан к температуре воды. Можно считать, что активный нерест начинается при определенных ее значениях. Поэтому в будущем необходимо делать

привязку к температуре океана в области нереста. Поскольку температура в нашей модели также рассчитывается – это не должно вызвать затруднений.

### **6.3 Расчёты переноса ПП зимой и ранней весной 1995 г.**

В стадии икры сардина пребывает не больше 2-х суток. Затем она переходит в личинку (без плавников и чешуи) и тоже может считаться пассивным планктером. В стадии личинки она пребывает около 1.5 месяца. Если для модели не очень важно учитывать увеличение размеров личинки, то все это время можно и рассматривать как время переноса ПП. Поэтому расчет велся от 15.02.1995г. на срок еще 1.5 месяца. При этом атмосферное воздействие бралось соответственно за этот же период. То есть параллельно велся расчет скорости, температуры и солёности. Эта текущая скорость использовалась для расчета переноса ПП. При этом расчет велся одновременно для всех трех районов.

Для анализа расчетов рассматривалось три горизонта, на которых фиксировался дрейф икринок и личинок сардины (10, 30 и 50 м). Для демонстрации процессов переноса ПП, на рис. 6.2- 6.3. показаны положения ПП на 4 момента времени 19.02.1995г., 01.03.1995г., 16.03.1995г., 31.03.1995г., т.е. через 3 суток, через 0.5 месяца, через 1 месяц и через 1.5 месяца, после которого сформировавшиеся личинки рыб уже нельзя рассматривать как ПП.

В результате расчёта отмечены одинаковые тенденции разноса икринок и личинок сардины на всех рассматриваемых горизонтах. Наибольший разнос личинок от мест нереста наблюдался на втором и третьем участках (район Марокканской Сахары). В основном личинки переносились в районы континентального шельфа, где традиционно наблюдаются повышенные концентрации фито- и зоопланктона, что благоприятствовало их росту и развитию. Такие расчётные пути переноса согласуются с тем, что поколение сардины 1995 г. оценено выше среднего уровня.

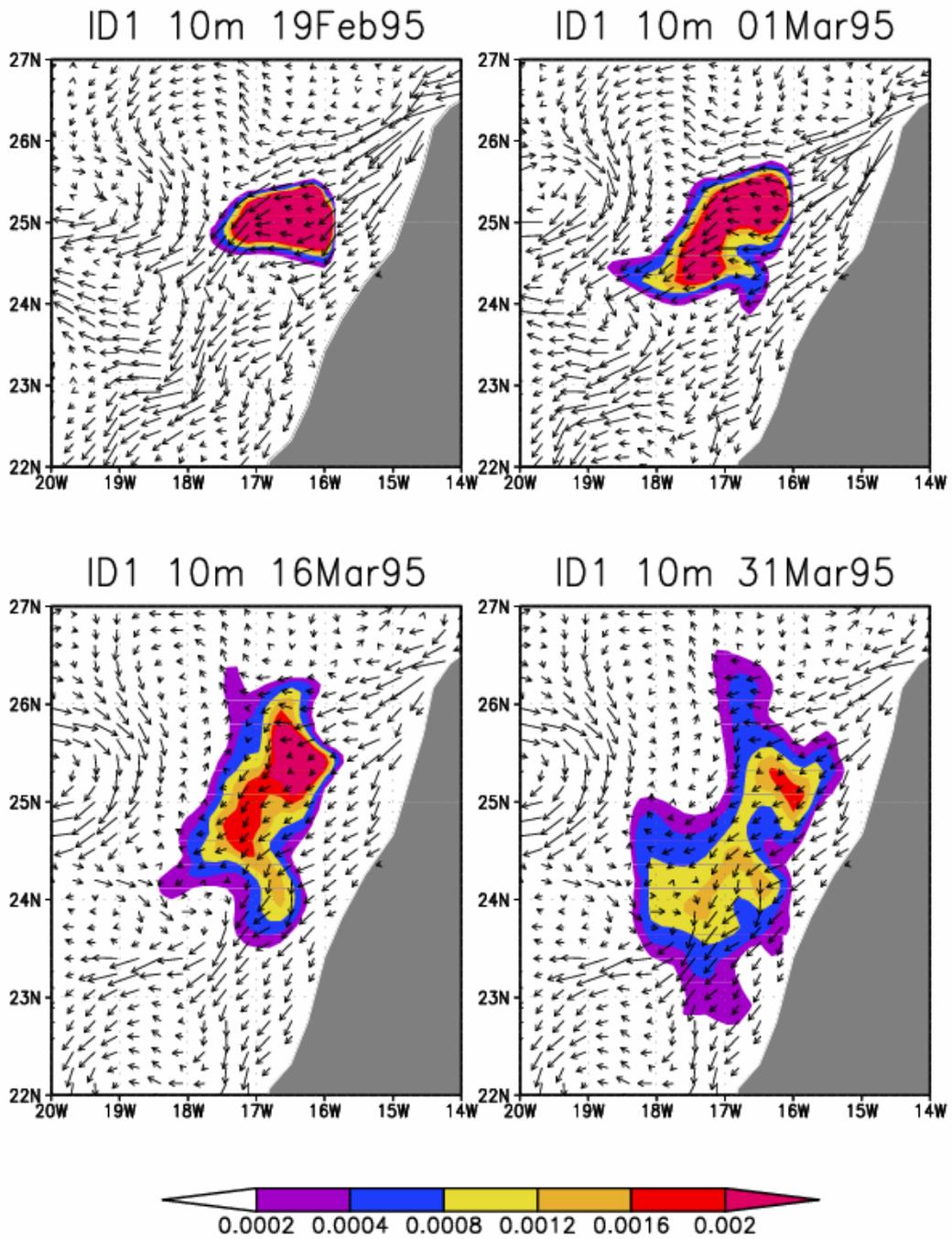


Рис. 6.2. Перенос ПП для 1-го участка на горизонте 10 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей.

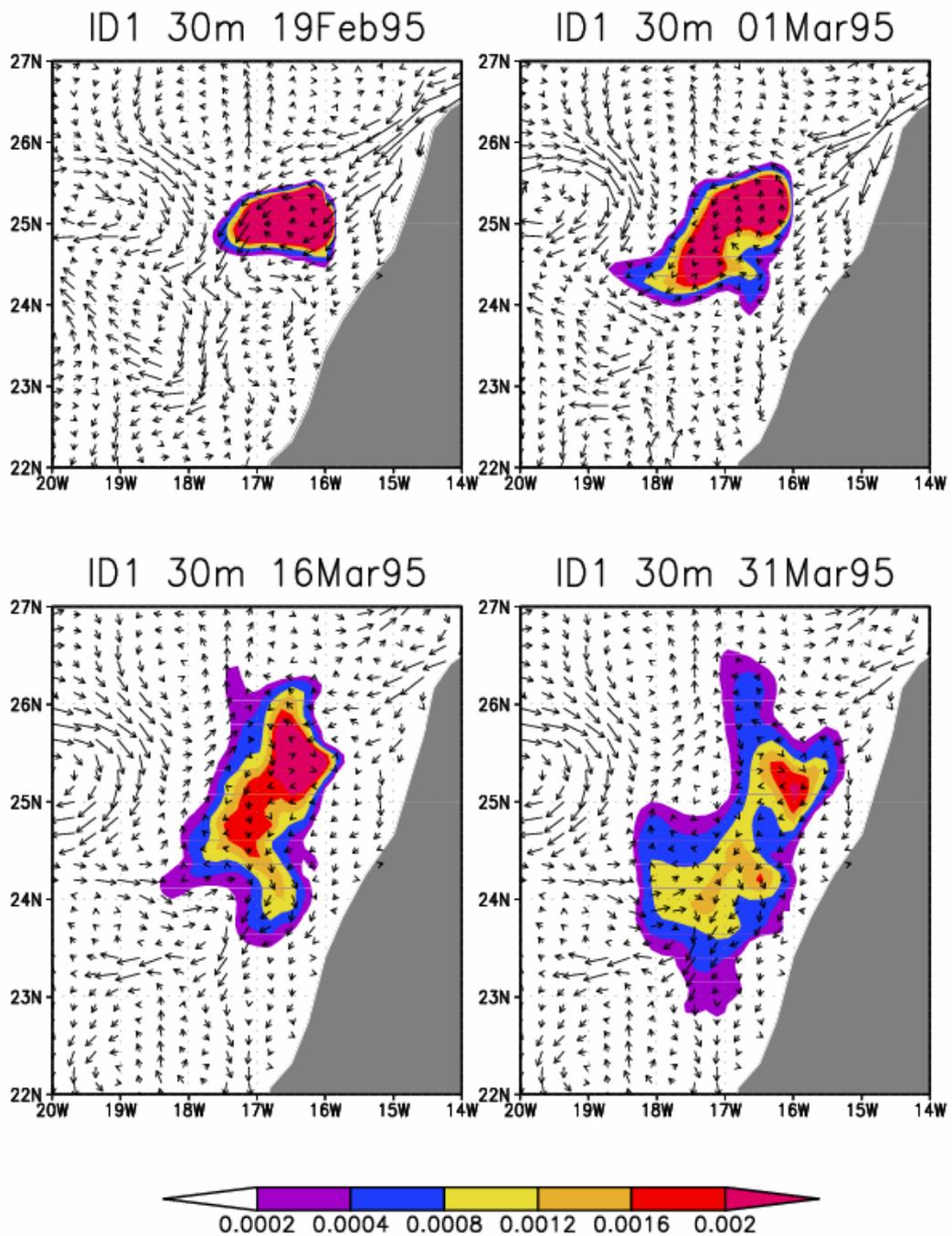


Рис. 6.3. Перенос ПП для 1-го участка на горизонте 30 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей.

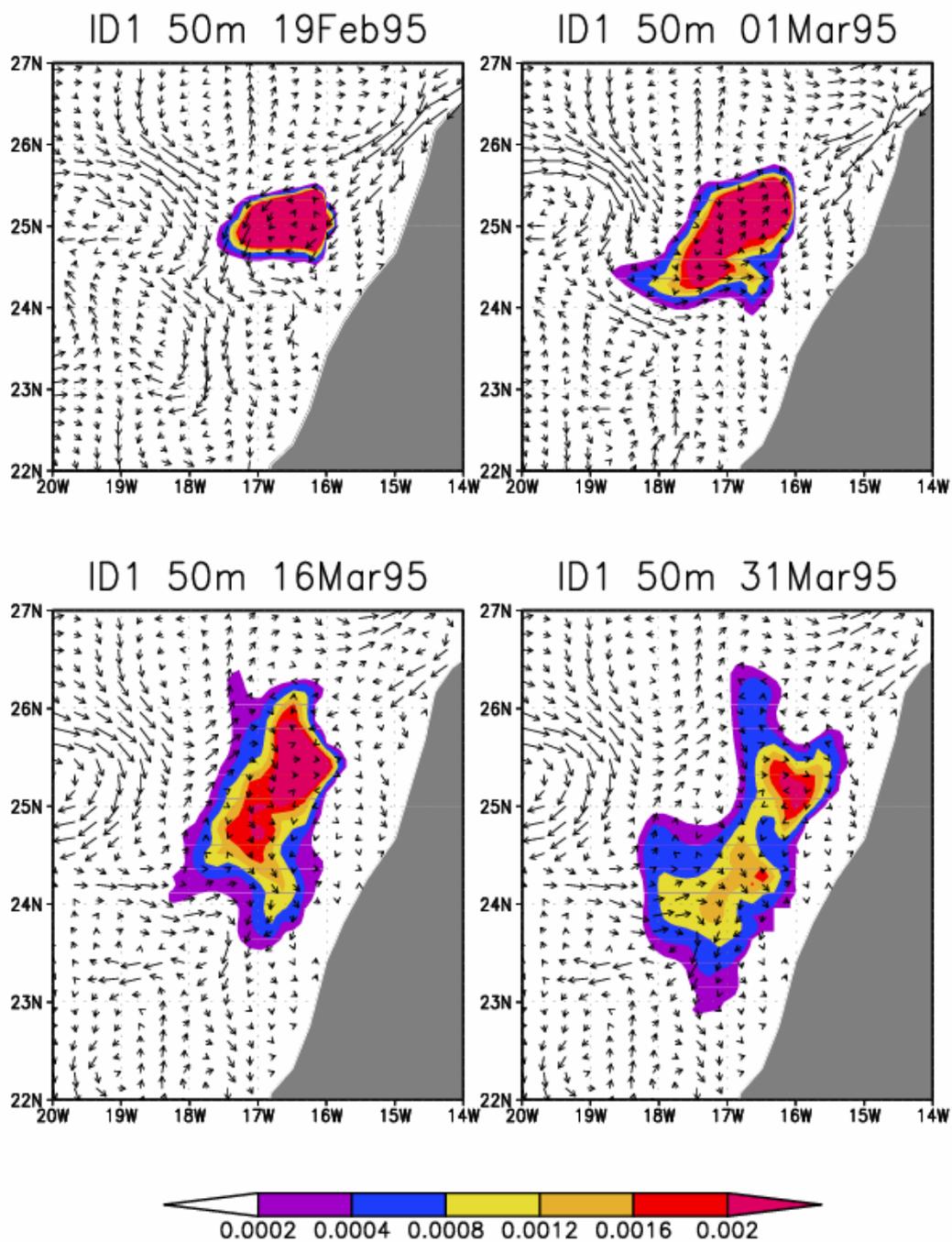


Рис. 6.4. Перенос ПП для 1-го участка на горизонте 50 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей.

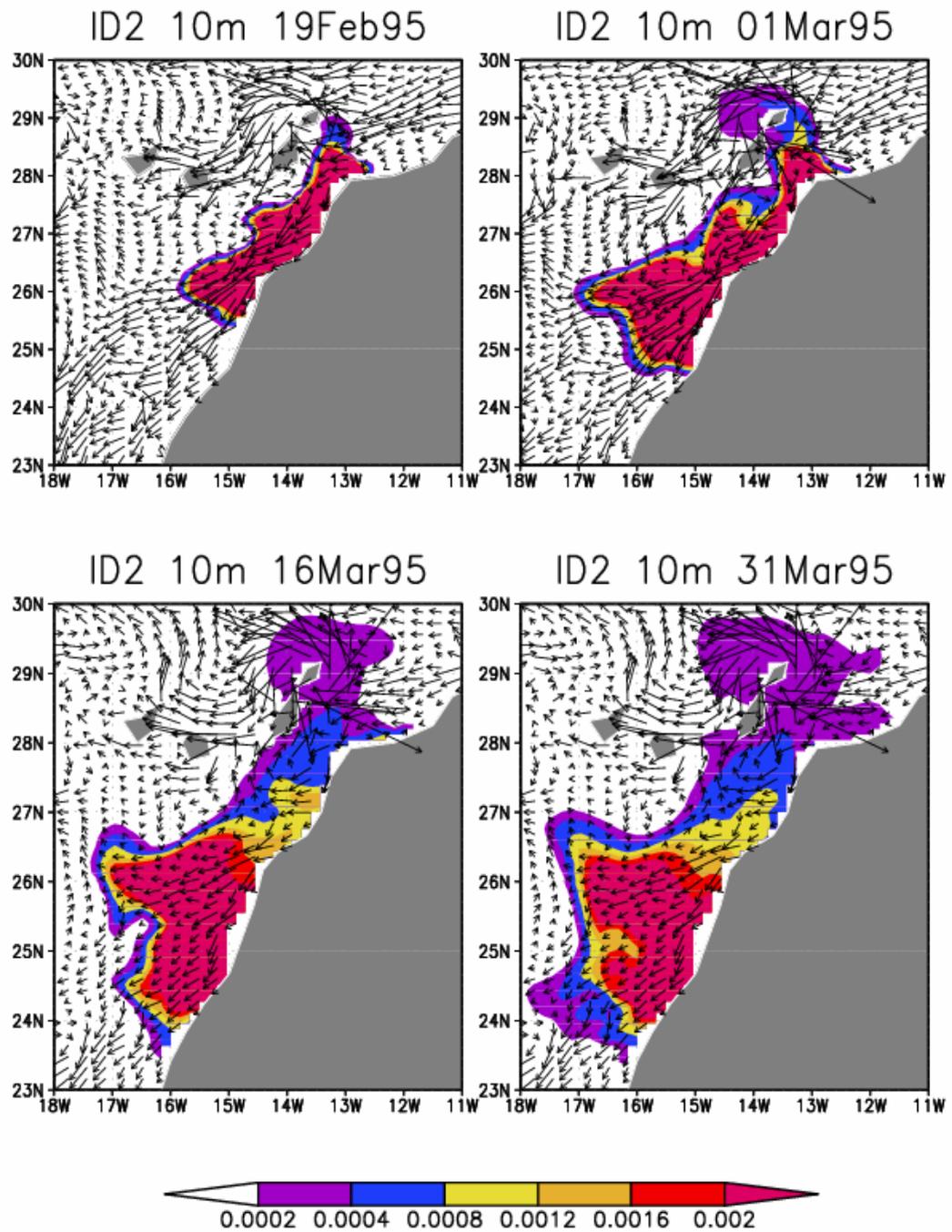


Рис. 6.5. Перенос ПП для 2-го участка на горизонте 10 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей.

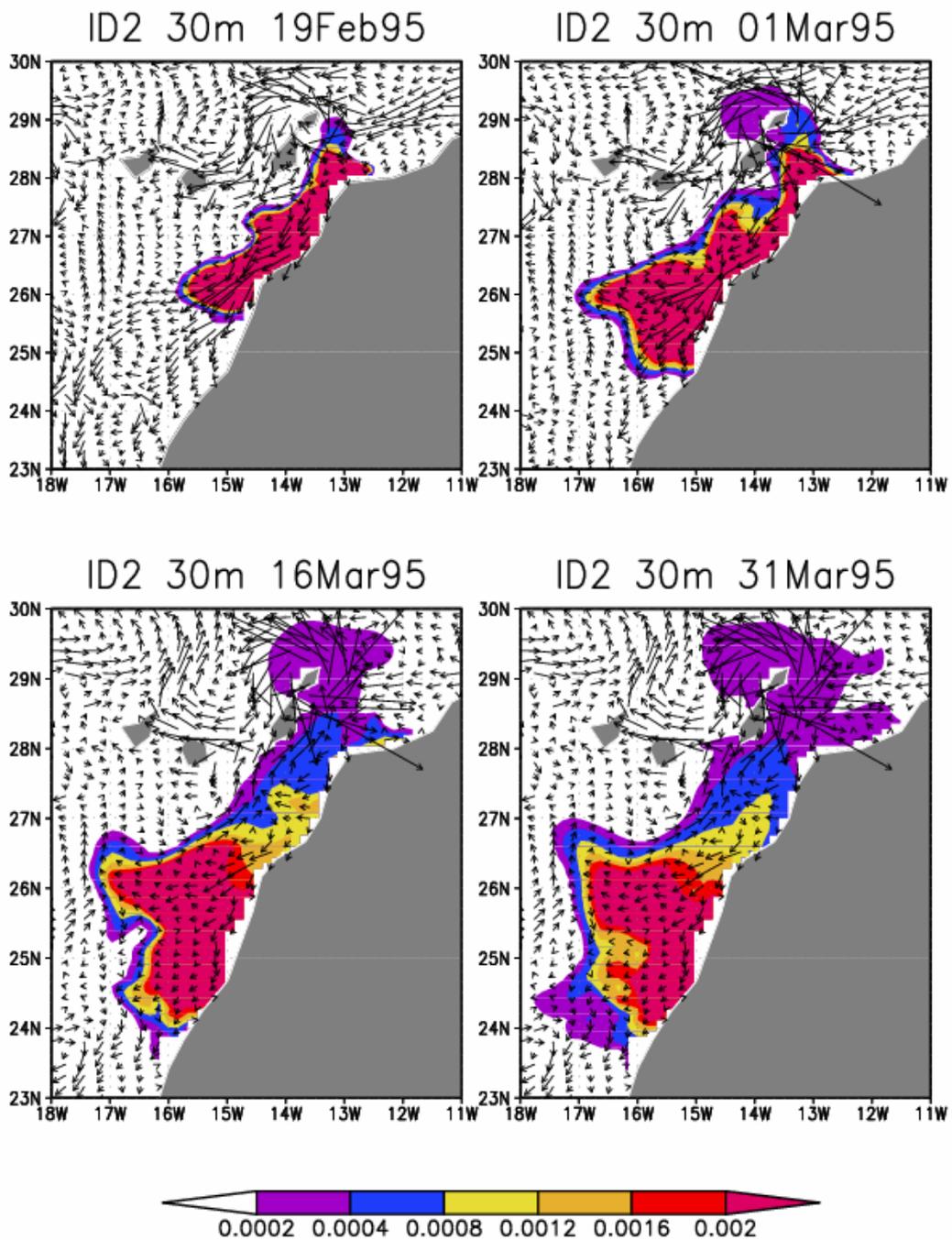


Рис. 6.6. Перенос ПП для 2-го участка на горизонте 30 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей.

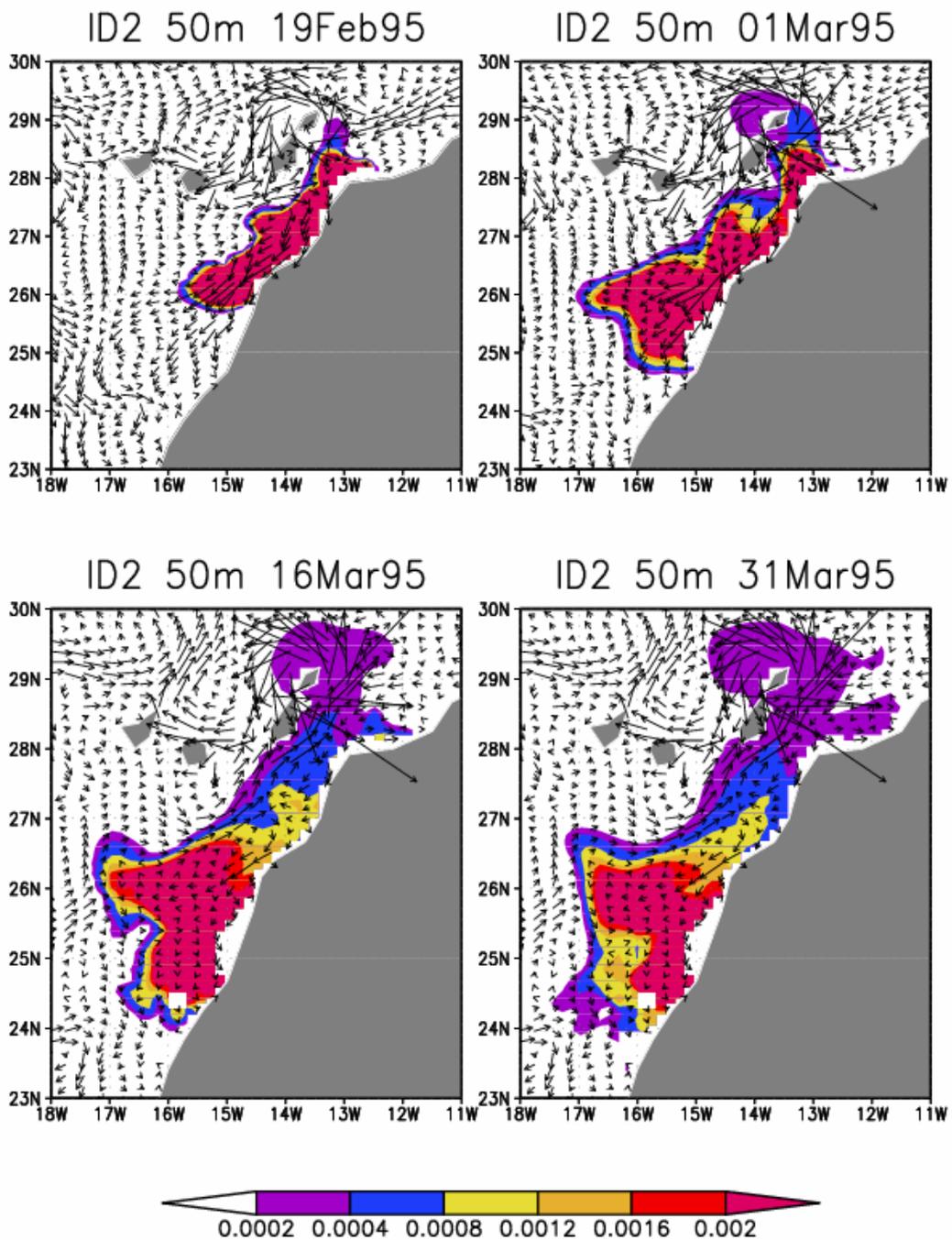


Рис. 6.7. Перенос ПП для 2-го участка на горизонте 50 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей.

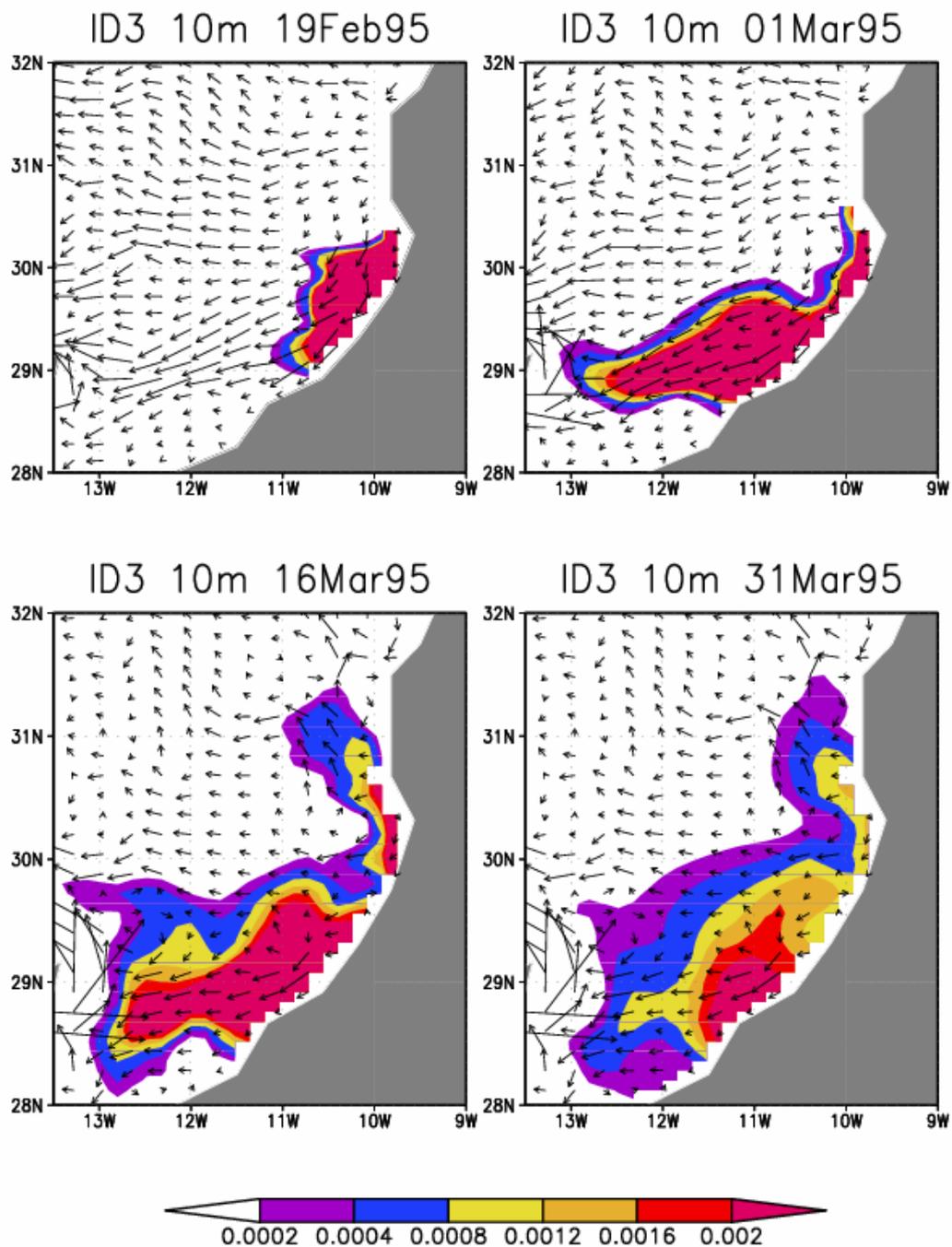


Рис. 6.8. Перенос ПП для 3-го участка на горизонте 10 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей.

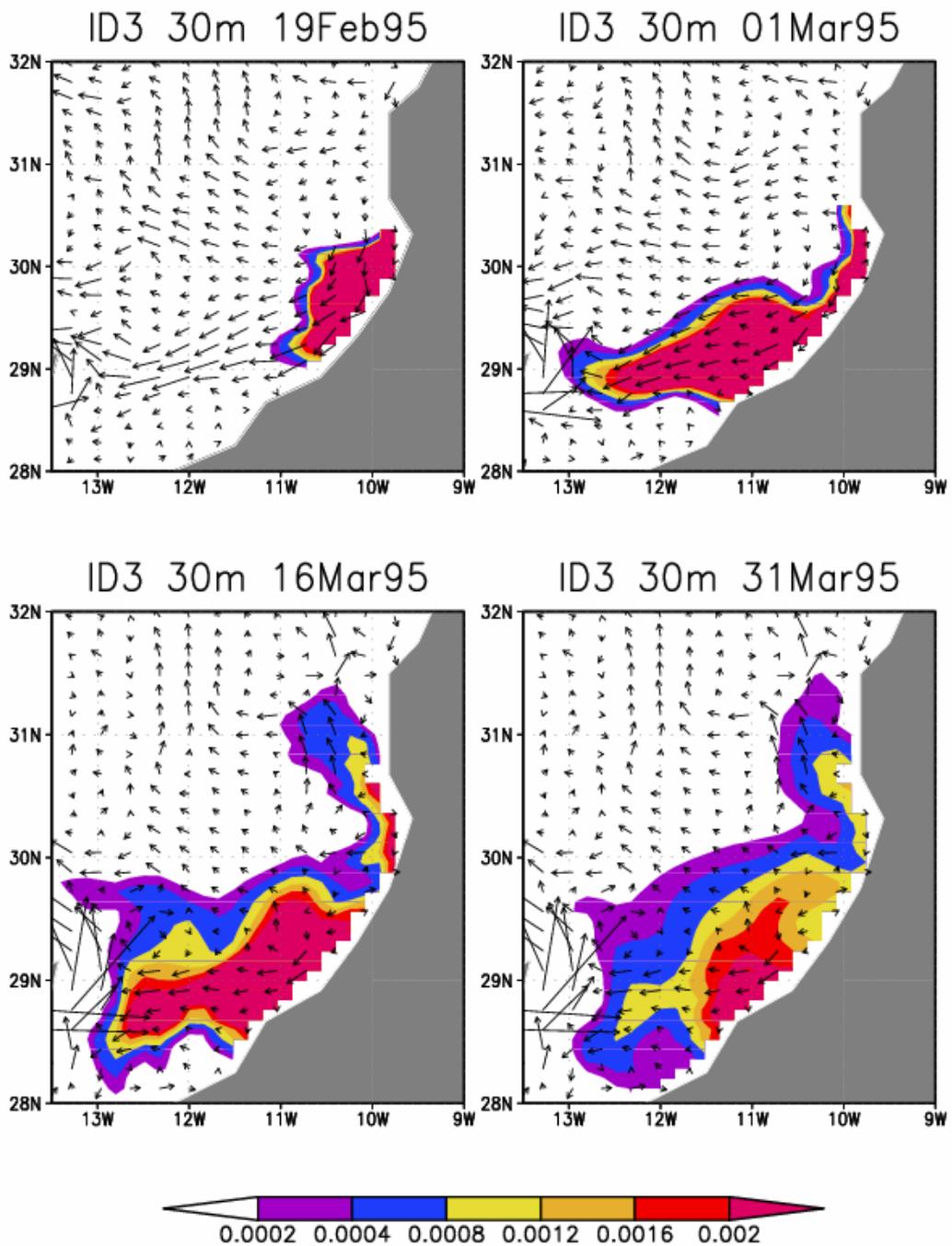


Рис. 6.9. Перенос ПП для 3-го участка на горизонте 30 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей.

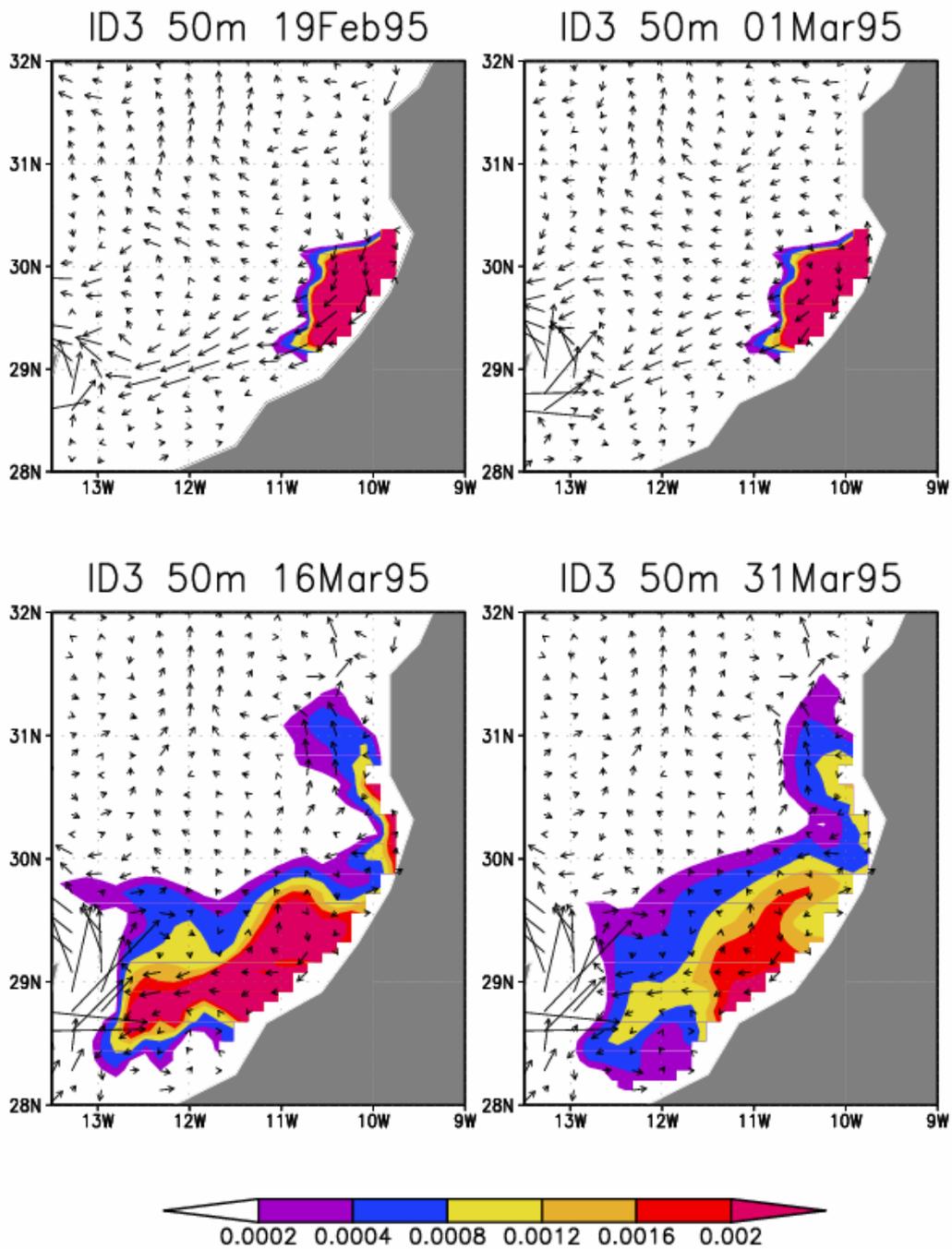


Рис. 6.10. Перенос ПП для 3-го участка на горизонте 50 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей.

#### **6.4 Расчёты переноса ПП зимой и ранней весной 1997 г.**

Как уже отмечалось выше, в 1994-1995 гг. по данным ихтиопланктонных съёмок (см. отчеты Атлант НИРО) наблюдалась повышенная численность икринок и личинок сардины. Для корректной оценки предварительных результатов по созданию модели переноса ПП необходимо проверить её работу в годы, когда имела место пониженная численность молоди промысловых рыб (например, зимой 1997 г.).

Для этого были проведены расчёты переноса ПП для зимы и ранней весны 1997 г. (см. рис. 6.11 – рис. 6.19). Они отличались от расчетов для 1995 г. лишь заданием соответствующего атмосферного форсинга. Сравнение расчетов 1995 и 1997 гг. полностью подтверждают данные о том, что в 1997 г. должна была наблюдаться пониженная численность молоди промысловых рыб. Это связано с тем, что в 1997 г., в отличие от 1995 г., большая часть личинок переносилась к берегу, а не в районы континентального шельфа, где обычно наблюдаются повышенные концентрации фито- и зоопланктона, благоприятствующие росту и развитию личинок.

#### **6.5 Выводы**

Применение модели гидротермодинамики океана оказалось эффективным для воспроизведения изменений запасов промысловых рыб. Зная тенденции в изменениях пополнения промысловых рыб и моделируя разнообразные варианты развивающейся океанологической ситуации, можно более грамотно разрабатывать прогнозы и строить стратегию управления рыболовством на ближайшую и отдалённую перспективу.

Применение модели общей циркуляции океана позволило объединить различные базы данных по гидротермодинамике океана, биологии и промысловой статистике, и осуществить, таким образом, комплексный экологический подход к проблеме. Здесь показан пример использования достижений в моделировании и компьютерных технологиях, что позволило лучше понять процессы, происходящие в океане. Модельный подход оказался успешным для областей апвеллинга ЦВА, где наблюдались большие межгодовые колебания биомассы запасов таких пелагических рыб как сардина, анчоус и ставрида. Показано, что эти колебания были обусловлены воздействием динамики океана на икру, личинки и молодь рыб, которые выносились в районы с различной кормовой базой и, испытывая либо угнетение, либо интенсификацию в своём развитии, соответственно влияли на последующие запасы промысловых рыб.

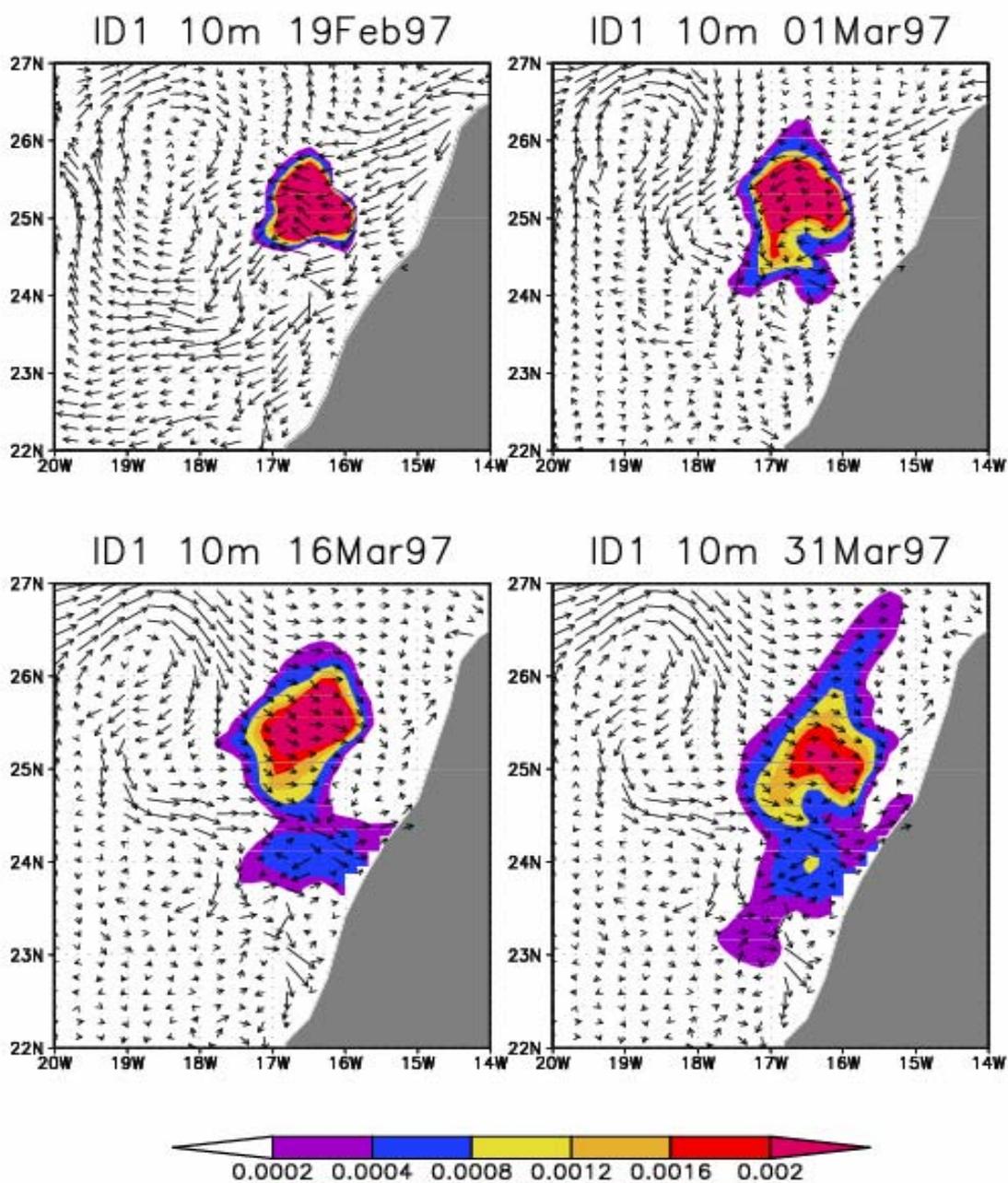


Рис. 6.11. Перенос ПП для 1-го участка на горизонте 10 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей.

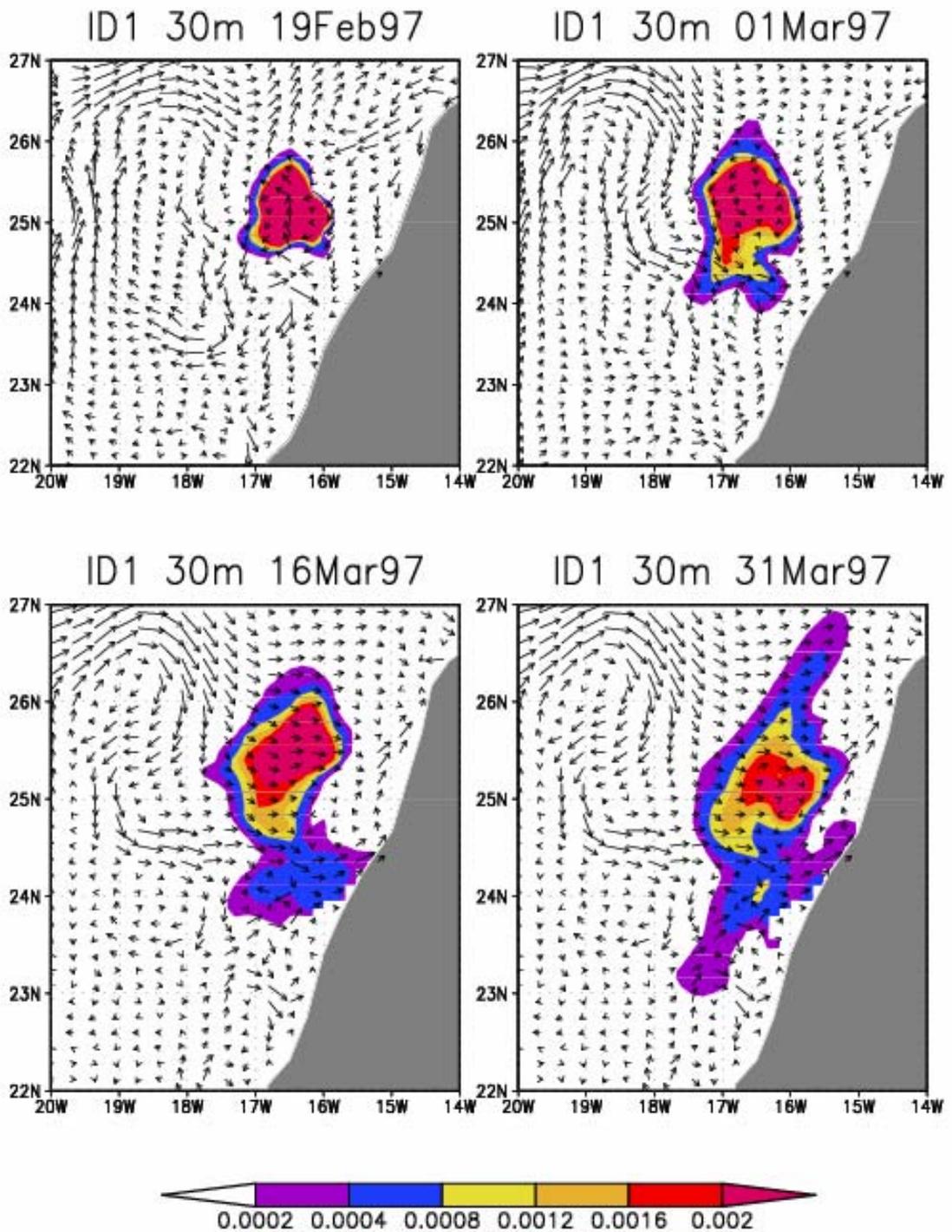


Рис. 6.12. Перенос ПП для 1-го участка на горизонте 30 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей.

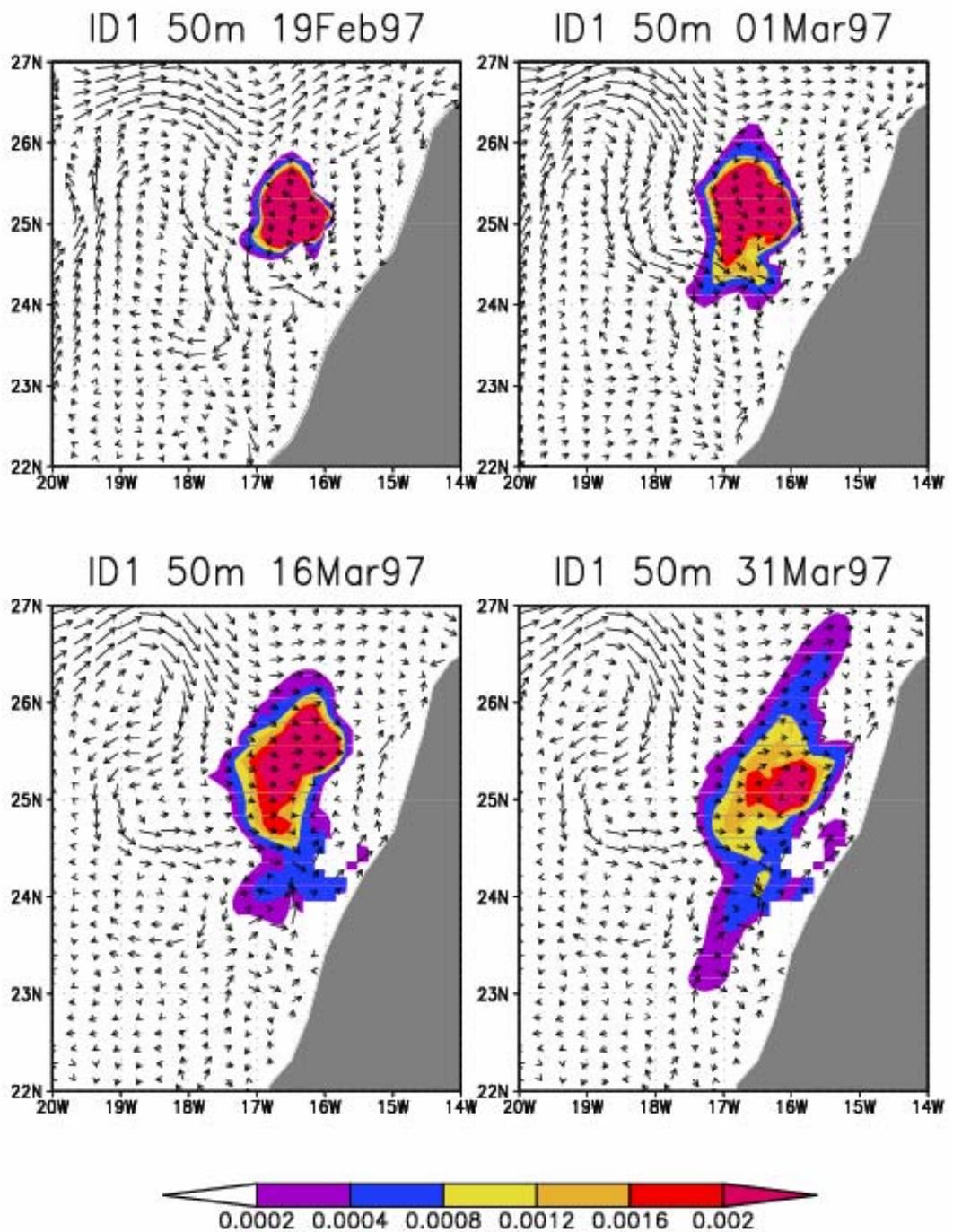


Рис. 6.13. Перенос ПП для 1-го участка на горизонте 50 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей.

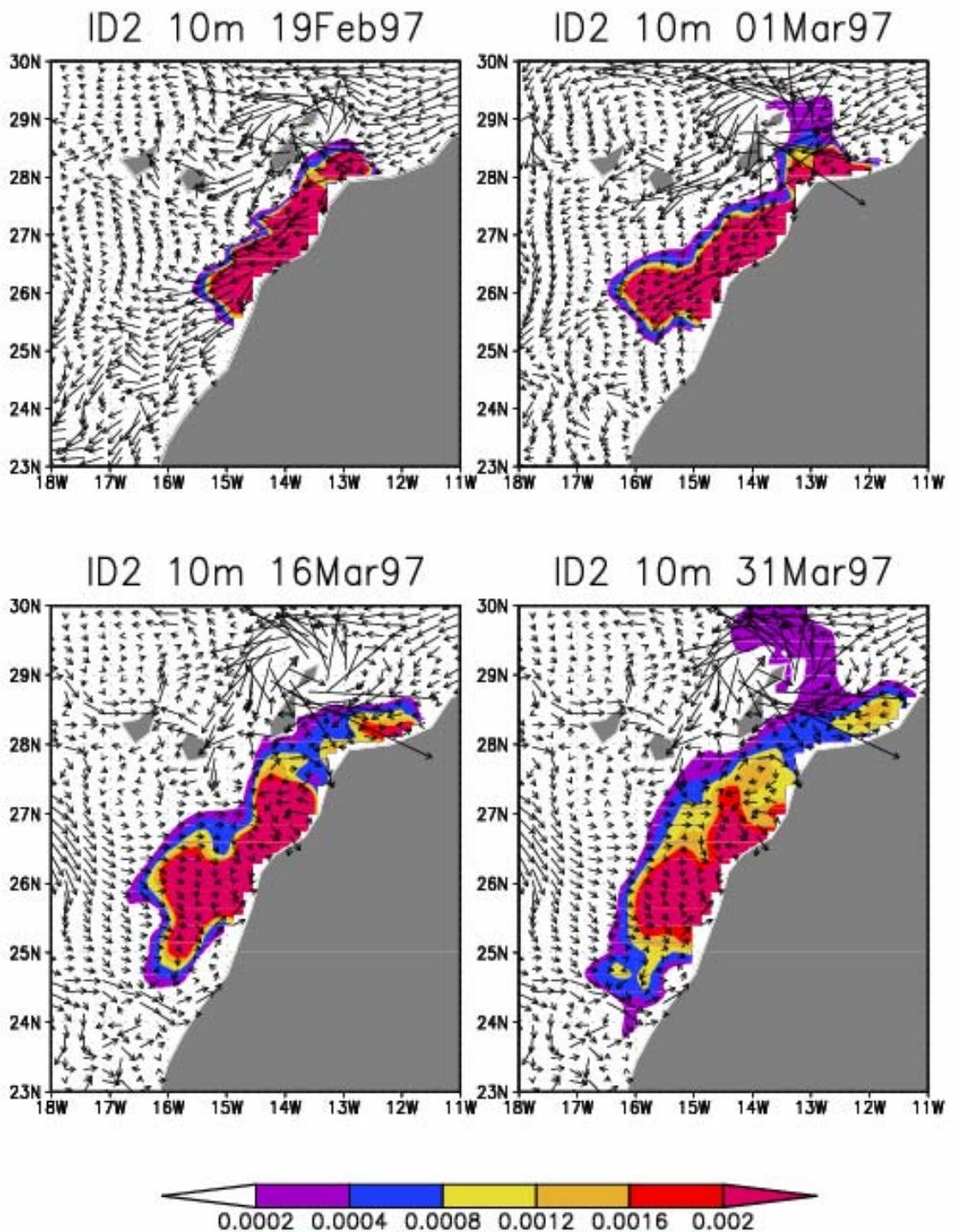


Рис. 14. Перенос ПП для 2-го участка на горизонте 10 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей.

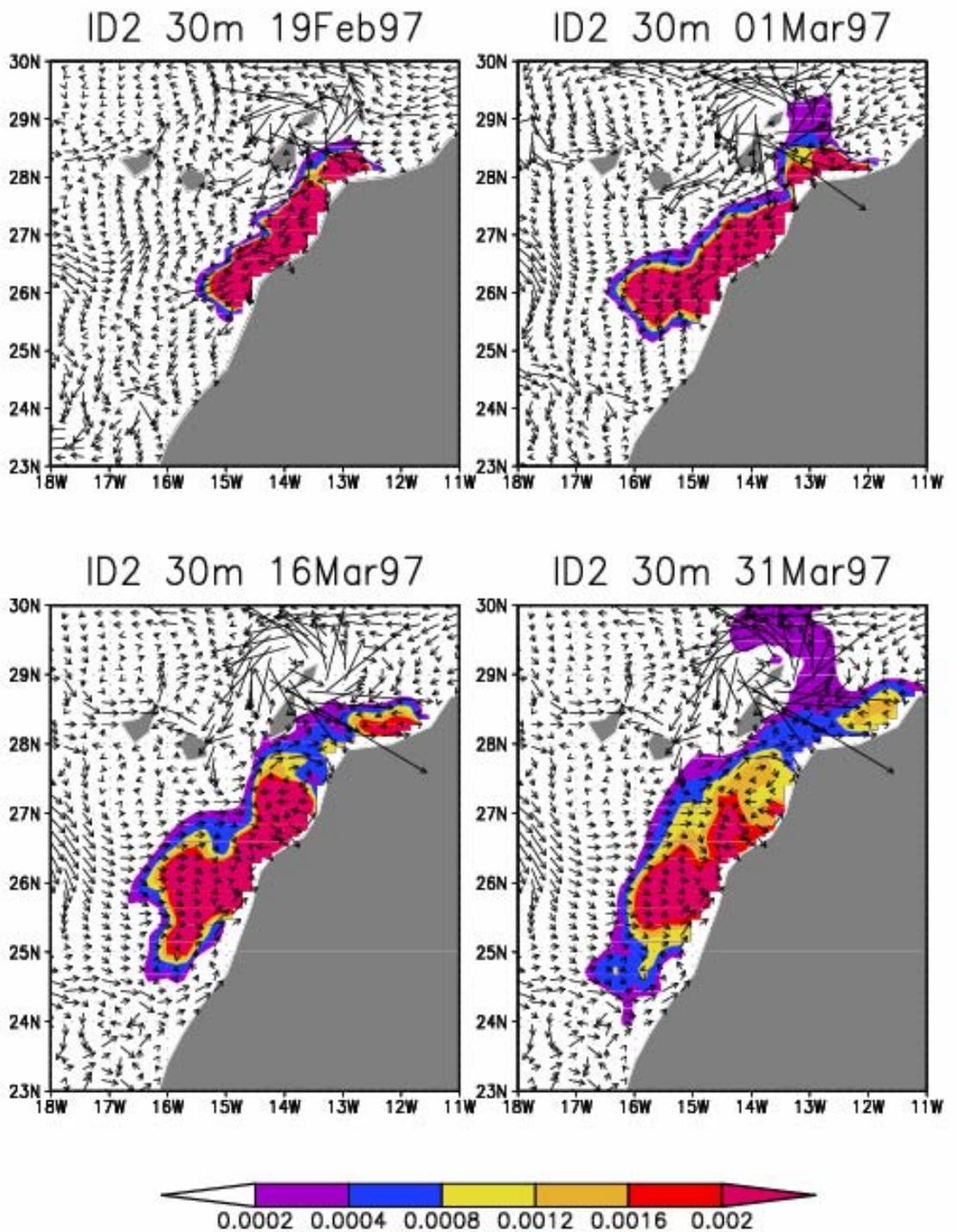


Рис. 6.15. Перенос ПП для 2-го участка на горизонте 30 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей.

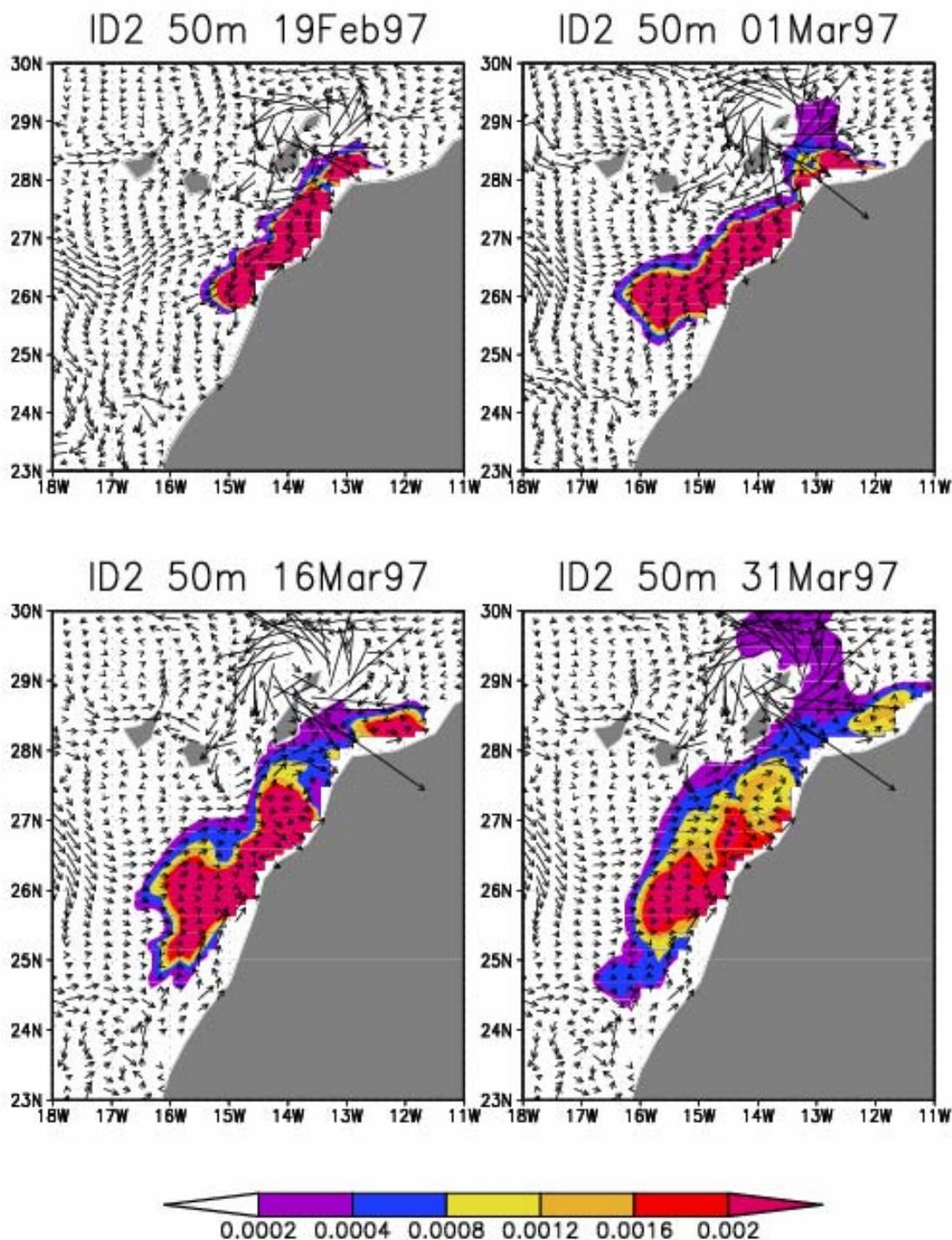


Рис. 6.16. Перенос ПП для 2-го участка на горизонте 50 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей

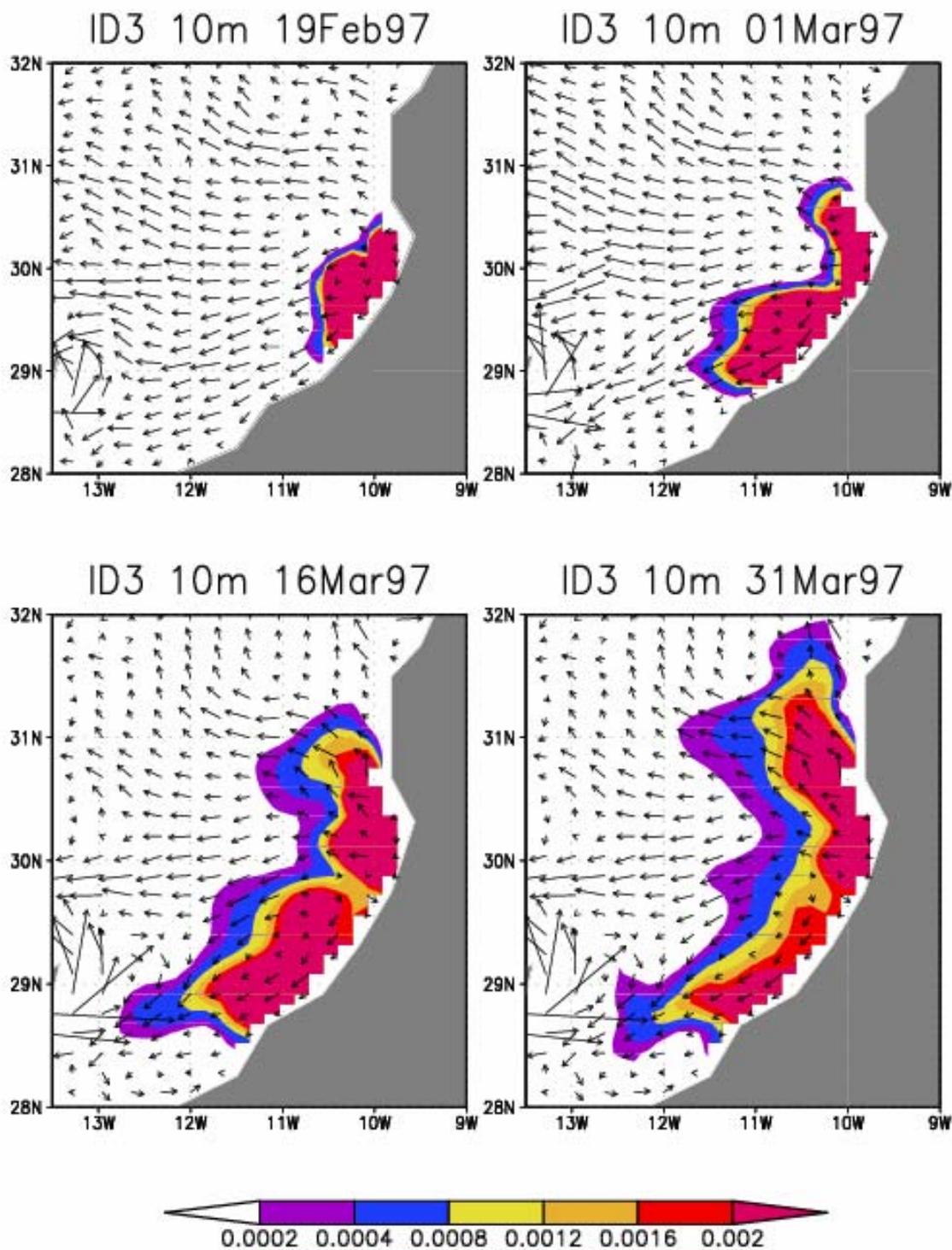


Рис. 6.17. Перенос ПП для 3-го участка на горизонте 10 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей

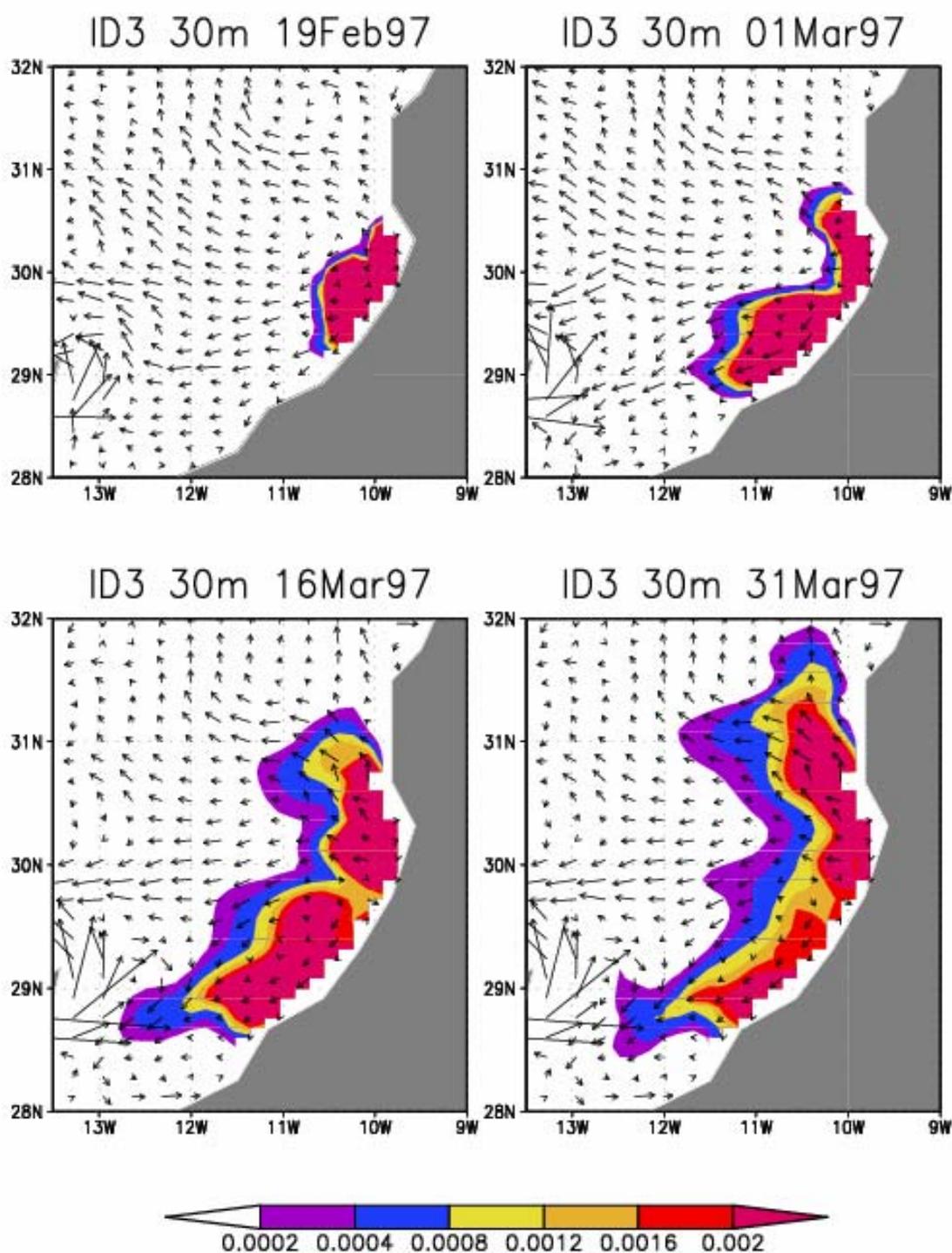


Рис. 6.18. Перенос ПП для 3-го участка на горизонте 30 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей

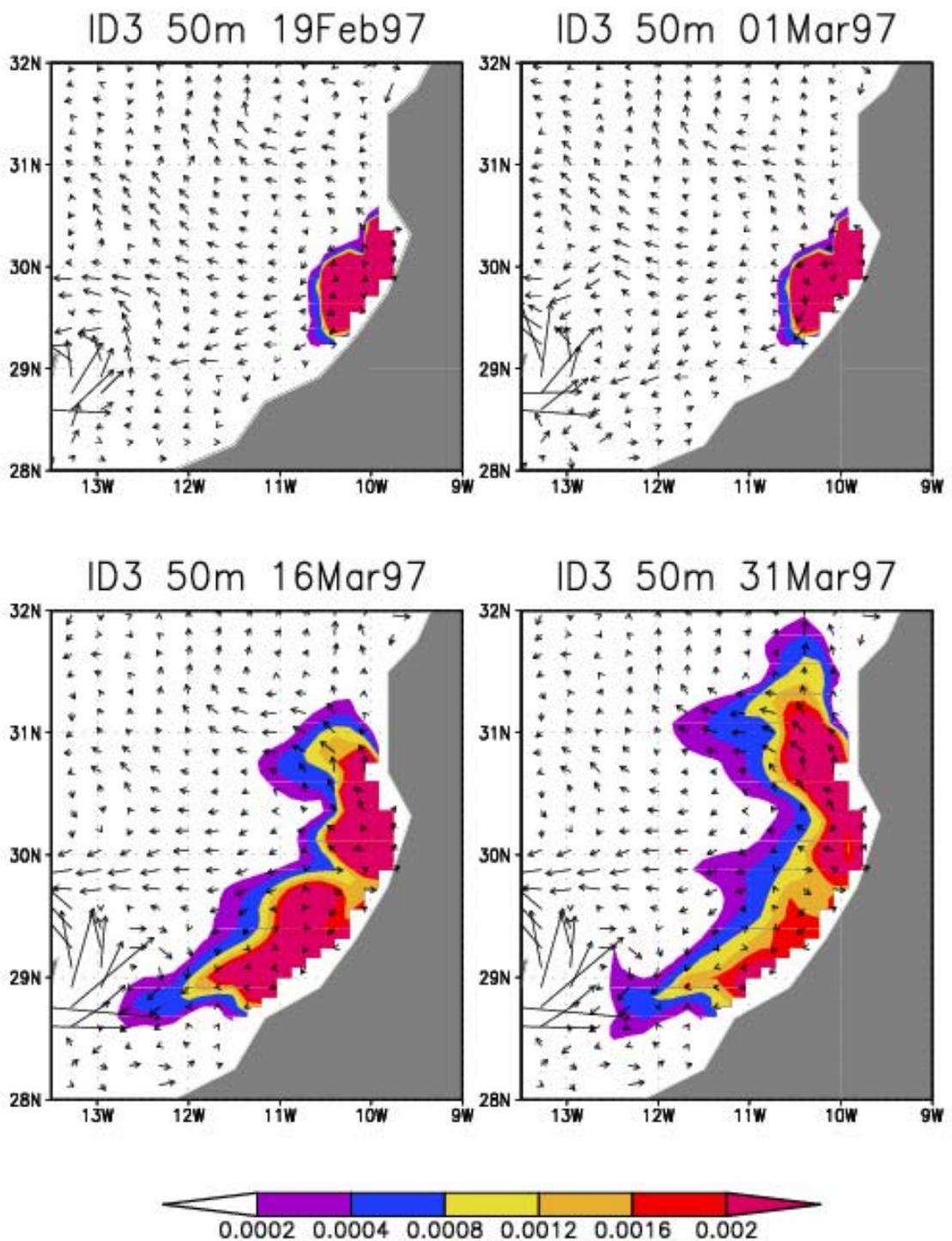


Рис. 6.19. Перенос ПП для 3-го участка на горизонте 50 м. Цветом показаны значения безразмерной концентрации ПП (коэффициент разбавления) на 4 момента времени, указанных над каждым из полей. Стрелками показаны направление и величины горизонтальных скоростей

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана и протестирована  $\sigma$ -модель ИВМ РАН пространственного разрешения  $(1/4)^\circ$ , допускающая воспроизведение вихрей, для акватории Северной Атлантики от  $19^\circ\text{S}$  со Средиземным морем с Северным Ледовитым океаном и Беринговым морем. Проведены серии расчетов по модели на 15 лет. Показано, что полученные результаты адекватны современным представлениям о циркуляции Северной Атлантики, а разработанная  $\sigma$ -модель динамики океана вполне соответствует современному уровню моделирования циркуляции океана. С ее помощью возможна модельная реконструкция ежемесячных динамических и термохалинных океанских полей в Северной Атлантике.
2. Анализ экспериментов, обобщенных данных наблюдений и результатов моделирования других авторов показал, что учет обмена водами между Атлантикой и Арктикой через ключевые проливы, а также обмен водами Атлантики со Средиземным морем, критически важен для воспроизведения главных особенностей стратификации и динамики всей Северной Атлантики. При этом роль так называемых придонных течений в проливах чрезвычайно важна. Эффект действия придонных течений на сегодняшний день адекватно можно учесть только с помощью модели циркуляции. Для воспроизведения этого феномена, в относительно узких проливах и при больших перепадах глубин, решающими факторами оказались использование сигма – координаты, вспомогательной функции тока и высокого пространственного разрешения. Все эти преимущества эффективно реализованы благодаря применению методов расщепления по физическим процессам и геометрическим координатам.
3. Разработана и протестирована разрешающая синоптические вихри океана  $\sigma$ -модель ИВМ РАН для акватории Северной Атлантики от  $10^\circ\text{ю.ш.}$  до  $60^\circ\text{с.ш.}$  с пространственными шагами  $0.16^\circ$  по долготе и  $0.08^\circ$  по широте. С помощью этой модели воспроизведено меандрирование Гольфстрима и интенсивное образование вихрей в области его струи. Гольфстрим имеет ярко выраженный струйный характер и меандрирует после отрыва от мыса Гаттерас. Скорости течений на участке до отрыва Гольфстрима от берега превышают  $150\text{ см/с}$ , а после его отрыва составляют  $100\text{ см/с}$ .
4. Проведен сравнительный анализ по воспроизведению Гольфстрима с помощью  $\sigma$ -моделей ИВМ РАН с разрешением  $0.16^\circ \times 0.08^\circ$  и  $(1/4)^\circ$ . Подтвержден вывод о том, что изменчивый характер течения Гольфстрим воспроизводится лучше в разрешающей вихри модели, чем в ее лишь допускающем разрешение вихрей варианте. Тем не менее, удалось приблизить воспроизведение пространственной структуры и изменчивости

Гольфстрима в допускающей вихри модели к уровню воспроизведения соответствующих характеристик её разрешающим вихри вариантом.

5. Расчеты с синоптическим атмосферным форсингом показали, что средняя по области расчета кинетическая энергия для варианта модели высокого разрешения увеличилась приблизительно на 10%. Однако, в среднем скорости в Гольфстриме практически не изменились. Это подтверждает тот факт, что система Гольфстрима и Северо-Атлантического течений во многом определяется собственной крупномасштабной динамикой океана.
6. Полученные результаты соответствуют международному уровню; проведенные расчеты циркуляции в Северной Атлантике показывают высокую эффективность моделей и согласие расчетных характеристик с имеющимися данным наблюдений и результатами расчетов по зарубежным моделям.
7. Отметим, что в ИВМ впервые в нашей стране начато проведение расчетов циркуляции океана с высоким пространственным разрешением для крупной акватории Мирового океана. Демонстрируется необходимость перехода к высокому разрешению и наличие моделей пригодных к расчетам с шагом не превышающим  $0.1^\circ$  на больших акваториях океана. Именно такое разрешение позволяет описать вихри и фронтальные зоны, а также выполнять расчеты для узких проливов.
8. На основе вихреразрешающей модели  $0.16^\circ \times 0.08^\circ \times 20$  проведено численное исследование возможных путей переноса икринок и личинок европейской сардины. Эксперименты сделаны для зимы и ранней весны 1995 и 1997 годов в районе экономической зоны Марокко. Здесь, где согласно данным измерений, наблюдались повышенные (1995г.) и пониженные (1997г.) скопления сардин. Анализ показал хорошее согласие результатов расчета с выловом сардин поколения 1995 и 1997 годов.

Результаты будут использованы при разработке новых и усовершенствовании существующих моделей океанической и морской гидродинамики. Модели могут применяться и уже применяются для расчета циркуляции внутренних морей, а также приливов и штормовых нагонов окраинных морей России. Они могут использоваться для гидрометобеспечения в районах нефте- и газодобычи на океаническом шельфе. Модели могут быть использованы также для решения задач, связанных с экономической деятельностью и информационным обеспечением флота России.

Сигма-модель используется в ряде проектов и сторонних организациях для исследования океанической и морской циркуляции, она служит океаническим блоком в совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана ИВМ РАН; разработанные

версии модели океанической и морской циркуляции могут быть переданы заинтересованным потребителям. Модель с разрешением  $0.25^\circ$  передана в ИОРАН с целью ее использования для воспроизведения гидрофизических полей Северной Атлантики и исследования динамики и изменчивости основных климатообразующих течений.

Все работы НИР, выполнены в соответствии с календарным планом, на высоком научном уровне, соответствующем мировому состоянию науки в области изучения и моделирования циркуляции Мирового океана.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев В. В., Залесный В. Б. 1993. Численная модель крупномасштабной динамики океана. Вычислительные процессы и системы. Наука, С. 232-253
2. Атлас океанов. Атлантический и Индийский океаны. Изд. МО СССР, ВМФ, 1977, стр.204-207.
3. Андросов А.А., Вольцингер Н.Е. Проливы Мирового океана. Общий подход к моделированию. С.-Пб., Наука, 2005, 192с..
4. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. В 2-х томах. Т.2.-М.: Мир, 1986.-415с.
5. Дианский Н.А. Динамические характеристики линзы распресненных вод в экваториальной зоне Атлантики. Труды ГОИН. Вып. 197, 1991, с. 95-104.
6. Дианский Н. А., Багно А. В., Залесный В. Б. Сигма-модель глобальной циркуляции океана и ее чувствительность к вариациям напряжения трения ветра.// Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38, № 4. С. 537-556.
7. Иванов Ю.А., Лебедев К.В. Моделирование реакции Северной Атлантики на нестационарное воздействие ветра. Известия АН. Физика атмосферы и океана, 1996, том 43, No.5, с.672–679.
8. Залесный В.Б., Мошонкин С.Н. Влияние аномалий температуры поверхности океана и ветра на изменчивость характеристик Мирового океана с периодами от одного до нескольких десятилетий. Изв.АН. Физика атмосферы и океана. 2002, т.38, N.2, с.226-240.
9. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. Наука, М., 1980, 535с.
10. Мошонкин С.Н., Н.А.Дианский, Эйдинов Д.А., Багно А.В. Модель циркуляции Северной Атлантики и Северного Ледовитого океана. Океанология, 2004, No.6, с.811–825.
11. Океанографическая энциклопедия. Гидрометеиздат, Ленинград, 1974, 632с.(Гольфстрим: стр.140–145; Лабрадорское течение: стр.246–247).
12. Сухов В.Б., Гусев А.В. Численная реализация алгоритмов обмена данными между геофизической и специальными системами координат.// Отчет о НИР, ИВМ РАН, 2005, С.9-12.
13. Яковлев Н.Г. Совместная модель общей циркуляции океана и эволюции морского льда в Северном Ледовитом океане. // Изв АН, сер. ФАО, 2003. т.39. №3. с. 394-409.
14. Arctic/Sub-Arctic Ocean Fluxes Study. Report of the 2nd meeting of ASOF International Scientific Steering Group (18–19 October 2002 Hamburg, Germany), draft April 2003, 1–37p.
15. Barnard, S., Barnier, B. and 19 authors, 1997. Dynamics of North Atlantic Models (DYNAMO). Final Scientific Report. (Available from Laboratories des Ecoulements Geophysiques et Industriels, BP53X, 38041 Grenoble Cedex).
16. Barnier B., G. Madec, T. Penduff, J.-M. Molines, A.-M. Treguier, A. Beckmann, A. Biastoch, C. Böning, J. Dengg, S. Gulev, J. Le Sommer, E. Remy, C. Talandier, S. Theetten, M. Maltrud, J. Mcclean. Recent progress in modelling the global ocean circulation at eddy permitting resolution. (Submitted to Ocean Dynamics August 31st, 2005).
17. Bleck R., Dean S., O’Keefe M., Sawday A. A comparison of data-parallel and message-passing version of the Miami Isopicnic Coordinate Ocean Model (MICOM) // Parallel computing. 1995. No. 21. P. 1695-1720

18. Blumberg, A.F., and G.L. Mellor. A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model / Three-dimensional coastal ocean models, Coastal and Estuarine series, ed. Moores. 1987. V. 4. P. 1-16.
19. Bover, A.S., and Coauthors, 2002: Directly measured mid-depth circulation in the northeastern North Atlantic ocean. *Nature*, vol.419, pp.603--607.
20. Boyer, T.P., and S. Levitus, 1997: Objective analysis of temperature and salinity for the world ocean on a 1/4 degree grid. NOAA Atlas NESDIS 11.
21. Bryan, K. A numerical method for study of the circulation of the World Ocean // *J. Comput. Phys.* 1969. V. 4. P. 347-376..
22. Chassignet, E.P., Garrafo, Z.D., Smith, R.D., and Hurlburt, H.E., 2003. High Resolution Gulf Stream Modeling. (in press Ebert E. E., Curry J. A. An intermediate one-dimensional thermodynamic sea ice model for investigating ice-atmosphere interactions // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 10085-10109.
23. Fischer, J., F.A. Schott, and M. Dangler, 2004: Boundary circulation at the exit of the Labrador sea. *J. Phys. Oceanogr.*, v.34, pp.1548–1570.
24. Flatau, M.K., L.D. Talley, and P. Niiler, 2003: The North Atlantic Oscillation, surface current velocities, and SST changes in the subpolar North Atlantic. *J. Climate*, v.16, pp.2355-2369.
25. Flato G.M., Brown R.D. Variability and climate sensitivity of landfast Arctic sea ice // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. No C10. P. 25767-25777.
26. Gartner, U., and F. Schott, 1997: Heat fluxes of the Indian Ocean from a global eddy-resolving model. *J. Geophys. Res.*, v.102, No. C9, pp.21147–21159.
27. Gulev S. Decadal variability of the sea-air fluxes and meridional heat transport in the North Atlantic. *Decadal Climate Variability. JCESS/CLIVAR.* 1996. P. 79-91.
28. Gyory, J., A.J. Mariano, and H. Edward, 2005: Labrador Current. CIMAS. Mariano Global Surface Velocity Analysis (MGSVA).
29. Stephen M. Griffies and Michael Winton and Bonnie L. Samuels. The Large and Yeager (2004) dataset and CORE // NOAA Geophysical Fluid Dynamics Laboratory PO Box 308, Forrestal Campus Princeton, New Jersey, 08542 USA.
30. Heron R., Woo M.K. 1994. Decay of a high Arctic lake-ice cover: Observations and modelling // *J. Glaciol.* V. 40. P. 283-292.
31. Hibler W.D., III. A dynamic-thermodynamic sea ice model // *J. Phys. Oceanogr.* 1979. V.9. N 4. P. 815-846.
32. Hurlburt and Hogan 2000 (проект DAMEE-NAB)
33. Ibrayev, R.A. Model of enclosed and semi-enclosed sea hydrodynamics // *Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling*, 2001, 16(4), 291-304.
34. Kara, B.A., P.A. Rochford, and H.E. Hurlburt, 2002: Air-sea flux estimates and the 1997-1998 ENSO event. *Boundary layer meteorology.* 103, 439–458.
35. Levitus S., 1994. World Ocean Atlas - CD-ROM Data Set: U.S. Department of Commerce, National Oceanic and atmospheric Administration, National Environmental Satellite Data and Information Service, National Oceanographic Data Center, Ocean Climate Laboratory.
36. Macdonald, A. M., and C. Wunsch, 1996. An estimate of global ocean circulation and heat fluxes. *Nature*, 382, pp. 436-439.
37. Makshtas A.P. The heat budget of Arctic ice in the winter / *International Glaciological Society.* 1991. Cambridge CB2 1ER UK. 77 p.

38. Mesinger F and Arakawa A. Numerical methods used in atmospheric models. Vol. I. JOC, GARP Publication Series, №17. Geneva, World Meteorological Organization, C.P. N 5, CH-1211, Geneva, 1976.} P. 64.
39. Niiler, P.P., N.A. Maximenko, and J.C. McWilliams, 2003: Dynamically balanced absolute sea level of the global ocean derived from near-surface velocity observations. *Geophys. Res. Letters*, v.30, No.22, 2164, doi:10.1029/2003GL018628.
40. Oberhuber J.M. The OPYC ocean general circulation model / Deutsches Klimarechen-zentrum. 1993. Tech. Rep. No 7. Hamburg. 130 p.
41. Pacanovsky, R.C., and S.M. Griffies, 1999: The MOM 3 Manual. Geophysical Fluid Dynamics Laboratory. NOAA, Princeton, USA, 680p.
42. Pacanovsky, R.C., G. Philander, 1981: Parameterization of vertical mixing in numerical models of the tropical ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, v.11, pp.1442-1451
43. Parkinson, C.L. and Washington W.M. A large-scale numerical model of sea ice // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. P. 311-337
44. Perez-Brunius,P., T.Rossby, and D.R.Watts, 2004: Absolute transports of mass and temperature for the North Atlantic Current – Subpolar Front System. *J.Phys.Oceanogr.*, v.34, No.8, pp.1870-1883.
45. Pilot Ocean Model Intercomparison Protocol. Working Group on Ocean Model Development. Draft for the pilot phase. October 2002, 10p.
46. Redler,R., and C.W.Boning, 1997: Effect of the overflows on the circulation in the subpolar North Atlantic: a regional model study. *J.Geophys.Res.*, v.102, pp.18529-18552.
47. Rio,M.-H., and F.Hernandez, 2003: High frequency response of wind-driven currents measured by drifting buoys and altimetry over the world ocean. *Journal of Geophysical Research*, 108, 39-1.( <http://rads.tudelft.nl/gulfstream/>).
48. Roske, F., 2001: An atlas of surface fluxes based on the ECMWF reanalysis - a climatological dataset to force global ocean general circulation models. Max Planck Institut fur Meteorologie report 323. (см.сайт <http://www.mpimet.mpg.de>).
49. Semtner A.J. An oceanic general circulation model with bottom topography // Numerical simulation of weather and climate. Technical report No. 9. UCLA Department of Meteorology. 1974.
50. Smith L.T., Maltrud M.E., Brayan F.O., Hect M.W. Numerical simulations of the North Atlantic ocean at (1/10°) // *J. Phys. Oceanogr.* 2000. V. 30. No. 7. P. 1532-1867.
51. Steele,M., R.Morley, and W.Ermold, 2001: A global ocean hydrography with a high quality Arctic Ocean (PHC II). *J.Climate*, v.14, 2079–2087. (см.сайт <http://psc.apl.washington.edu/Limatology.html>).
52. Tai C.K., 1990: Estimating the surface transport of meandering oceanic jet streams from satellite altimetry: surface transport estimates for the Gulf Stream and Kuroshio Extension. *J.Phys.Oceanogr.*, v.20, No.6, pp.860–879.
53. Treguier,A.M., S.Theetten, E.P.Chassignet, T.Penduff, R.Smith, L.Talley, J.O.Beismann, and C.Boning, 2005: The North Atlantic Subpolar Gyre in four high-resolution models. *J.Phys.Oceanogr.*, v.35, No.5, pp.757-774.
54. Willebrand,J., B.Barnier, C.Boning, C.Dieterich, P.D.Killworth, C.LeProvost, Y.Jia, J.-M.Molines, and A.L.New, 2001: Circulation characteristics in three eddy-permitting models of the North Atlantic. *Progress in Oceanography*, v.48, pp.123-161.
55. Гриценко В.А. Придонные течения в океане. СОЖ. 2001. № 1. С. 64–70.
56. Дианский Н.А. и др. Сигма-модель глобальной циркуляции океана и ее чувствительность к вариациям напряжения трения ветра. Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2002. том. 38, № 4. стр. 537 - 556.

57. Залесный В.Б. Моделирование крупномасштабных движений в Мировом океане. М.: ОВМ АН СССР, 1984. 158 с.
58. Филюшкин Б.Н. и др. Пространственно-временная изменчивость термохалинных характеристик средиземноморских вод на разрезе по 36° с.ш. в Атлантическом океане. Океанология. 2003. том 43. № 3. с. 339 – 346.
59. Aukrust P., Oberhuber J.M. Modelling of the Greenland, Iceland and Norwegian Seas with a coupled sea ice - mixed layer - isopycnal ocean model. J.Geophys.Res. 1995. V. 100. № C3. pp. 4771 - 4789.
60. Blindheim J. et al. Upper layer cooling and freshening in the Norwegian Sea in relation to atmospheric forcing. Deep-Sea Research. 2000. Part I. V. 47. 655 - 680.
61. Bryden H.L. et al. Exchange through the Strait of Gibraltar. Prog. Oceanog. 1994. V. 33. pp. 201 - 248.
62. Curry R.G., McCartney M.S. Ocean gyre circulation changes associated with the North Atlantic Oscillation// J. Phys. Oceanogr. 2001. V. 31. № 12. P. 3374 – 3400.
63. Dickson R.R., Brown J. The production of North Atlantic Deep Water: Sources, rates and pathways. J. Geophys. Res. 1994. V. 99, pp. 12319 - 12341.
64. Fahrbach, E., 2003: Variability of Exchanges in the Northern Seas (VEINS). Direct measurements of heat and mass transports through Fram Strait. Stiftung Alfred-Wegener-Institute for Polar- und Marine Research, 1- 2.
65. Fillenbaum E.R. et al. Meridional heat transport variability at 26.5°N in the North Atlantic. J. Phys. Oceanogr. 1997. V. 27. pp. 153 - 174.
66. Griffies S.M. et al. The Large and Yeager dataset and CORE. NOAA Geophysical Fluid Dynamics Laboratory. Princeton. 2004 (Данные на сайте: <http://data1.gfdl.noaa.gov/nomads/forms/mom4/CORE/>).
67. Griffies S.M. et al. Developments in ocean climate modeling. Ocean Modelling. 2000. V. 2, pp. 123 - 192.
68. Moshonkin S.N. et al. Numerical modeling of oceanic circulation and sea ice in the North Atlantic – Arctic Ocean – Bering Sea region. Russian journal of numerical analysis and mathematical modelling. 2006. V. 21. № 4. pp. 345 - 374.
69. Swift J.H. et al. The contribution of the Denmark Strait overflow to the North Atlantic. Deep Sea Research. 1980. Part A. V. 27. pp. 29 - 42.
70. Treguier A.M. et al. The North Atlantic Subpolar Gyre in four high-resolution models. J. Phys. Oceanogr. 2005. V. 35, № 5. pp. 757-774.
71. Whitehead J. Giant ocean cataracts. Scientific American. 1989. February. p. 50 - 57.
72. Willebrand J. et al. Circulation characteristics in three eddy -permitting models of the North Atlantic. Progress in Oceanography. 2001. V. 48. pp. 123 - 161.
73. Woodgate R.A. et al. Structure and transport of the East Greenland Current at 75°N from moored current meters. Journal of Geophysical Research. 1999. V. 104. pp. 18059-18072.
74. Worthington I.V. An attempt to measure the volume transport of Norwegian sea overflow water through the Denmark Strait. Deep-Sea Research. 1969. V. 16. Supplement. p. 421 - 432.
75. Гидрология Средиземного моря. Под ред. Буркова В.А., Гидрометеиздат. Ленинград. 1976. 375 с.