Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИИ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИИ ИНСТИТУТ

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ В ЭНЕРГОАКТИВНЫХ ЗОНАХ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

(межвузовский)

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА ІОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ имени М. И. КАЛИНИНА

ЛЕНИНГРАД 1985

#### УПК 551.509

© 2

Исследование взаимодействия океана и атмосферы в энергоактивных зонах. Сборник научных трудов (межвузовский). — Л., изд. ЛПИ, вып. 91, с. 144. (ЛГМИ).

Сборник подготовлен на кафедре динамики океана ЛГМИ. В сборнике освещаются актуальные вопросы изучения взаимодействия океана и атмосферы различных пространственно-временных масштабов в энергоактивных зонах, где процессы взаимодействия наиболее выражены.

Сборник предназначен для океанологов, метеорологов, специалистов в области долгосрочных гидрометеорологических прогнозов, а также для студентов старших курсов соответствующих специальностей.

Табл. 12. Илл. 43. Библ. 116.

## РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

23540

Н. П. Смирнов, проф., ректор (отв. редактор) (ЛГМИ); Ю. В. Суставов, прорек тор (ЛГМИ), Ю. В. Николаев, проф., (ААНИИ); Б. А. Каган, проф., (ЛО ИОАН) А. И. Угрюмов, доц., (отв. секретарь) (ЛГМИ).

Ленниградский Сидромотеорологичестий ин-т БИБЛИОТЕНА Л-я 195196 Малсохтический гра

Ленинградский гидрометеорологический институт (ЛГМИ), 1985

## В. Н. ВОРОБЬЕВ, Н. П. СМИРНОВ, Ю. Э. ТИТОВ (ЛГМИ)

## О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ И ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЕ ЭНТАЛЬПИИ ВОД СЕВЕРО-ЕВРОПЕЙСКОГО БАССЕЙНА

Северо-Европейский бассейн является важным районом формирования крупных термических аномалий, оказывающих значительное влияние на климат Европейского континента.

К настоящему времени накоплен большой материал для изучения пространственно-временной структуры энтальпии (теплосодержания) вод Северо-Европейского бассейна — важной и наиболее доступной для определения компоненты теплового баланса системы океан — атмосфера. Исследования, проведенные по программам ПОЛЭКС-СЕВЕР 76, ПОЛЭКС-СЕВЕР 79 [1, 4, 6], обобщения и систематизация многочисленных наблюдений за температурой воды, выполненные за рубежом [2, 3], позволяют провести обстоятельный анализ пространственно-временной структуры энтальпии вод в указанном районе.

В качестве исходных данных для изучения пространственновременной структуры энтальпии использовались среднемноголетние значения температуры воды в центрах пятиградусных квадратов и данные вертикального зондирования температуры воды, проводимого через каждые три часа с 25 мая по 12 июля 1979 г. на многосуточной станции с координатами 70° с. ш. и 5° в. д.

Расчет энтальпии и ее изменчивости был выполнен по известным формулам:

$$Q_i = c_p \rho \int_0^h T_i dz; \ \Delta Q_i = Q_{i+1} - Q_i,$$

де  $Q_i$  и  $\Delta Q_i$  — энтальпия и ее изменчивость соответственно,  $p \rho$  — удельная теплоемкость и плотность воды, их произведение принималось постоянным для всех слоев и равным 0,96 кал/см<sup>3</sup> ° C); — срок наблюдений,  $T_i$  — средняя температура слоя dz.

Расчет пространственного распределения энтальпии вод Сееро-Европейского бассейна позволяет получить среднемноголетюю для теплого времени года (апрель — сентябрь) картину łа рис. 1, 2, 3 приведены значения энтальпии для слоев 0—300 м, —1500 м и 0 — дно. Нулевая изолиния энтальпии, очевидно, сответствует положению термического полярного фронта, который глубиной отклоняется в юго-восточном направлении, что, по-виимому, связано с увеличением глубин в Северо-Европейском бас-



Рис. 1. Энтальпия вод Норвежского и Гренландского морей (Q ккал/см<sup>2</sup>) слоя 0-300 м.

ŀ



Рис. 2. Энтальпия вод Норвежского и Гренландского морей (Q ккал/см<sup>2</sup>) слоя 0—1500 м.





v

сейне с северо-запада на юго-восток. Другой отличительной чертой пространственного распределения энтальпии является существование зоны повышенных градиентов энтальпии между о. Исландия и Шетландскими островами, где с глубиной отмечается обострение градиента энтальпии. Таким образом, можно выделить районы с наибольшей изменчивостью энтальпии — зона меандрирования полярного фронта, Фареро-Исландский и Фареро-Шетландский проливы. В целом, представленное пространственное распределение энтальпии отражает климатический фон (рис. 1, 2, 3).

Проведенный сравнительный анализ с расчетами, выполненными за более короткий интервал времени и по более густой сети наблюдений [4], позволяет отметить сходство и различие в пространственном распределении энтальпии: совпадают положения очагов теплонакопления и теплоотдачи, зон максимальных градиентов энтальпии. Вместе с тем существуют различия в положении самой фронтальной зоны и более мелких замкнутых циркуляций. Так, 1976 и 1979 гг. характеризовались пониженными значениями аномалий температуры воды в Северо-Европейском бассейне, и это привело к смешению фронтальной зоны в восточном направлении относительно среднемноголетнего ее положения (рис. 1).

Для исследования временной изменчивости энтальпии вод Северо-Европейского бассейна был выбран район непосредственно примыкающий к полярному гидрологическому фронту — северовосточная часть Норвежского моря. Этот район характеризуется существованием крупномасштабного меандра с диаметром приблизительно 300 км. Меандр представляет собой крупное вихревое образование антициклонического типа, затрудняющее поступление атлантических вод на север в Гренландское море, и приводит к общирной по размерам и устойчивой во времени температурной аномалии. Анализ вертикальной структуры и временной изменчивости энтальпии проводился на основе данных вертикального зондирования температуры воды на многосуточной станции. Были составлены временные ряды энтальпии и ее изменчивости для слоев 0-20 м, 20-25 м, 25-30 м, 30-35 м, 35-40 м, 40-50 м, 50-200 м, 200-400 м, 400-600 м, 600-650 м, 650-700 м, каждый из которых насчитывал 360 членов. Для каждого ряда были получены средние значения дисперсии энтальпии и ее изменчивости, автокорреляционные и спектральные функции. Были также рассчитаны взаимокорреляционные и взаимноспектральные функции, спектральные функции когерентности и фазы.

Необходимо отметить, что многосуточная станция была расположена восточнее центра антициклонического вихря. Сравнение средней за исследуемый временной интервал энтальпии слоя 0— 700 м (280 ккал/см<sup>2</sup>) с расчетами, выполненными в [4], указывает на то, что центр вихря в весенне-летний период 1979 г. находился в точке с координатами  $\varphi = 70^{\circ}$  с. ш. и  $\lambda = 3^{\circ} \div 4^{\circ}$  в. д., т. е. много-

суточная станция находилась в зоне действия одного из самых крупных очагов теплонакопления в Норвежском море.

Рассмотрим вертикальную структуру энтальпии вод Норвежского очага теплонакопления. Обращает на себя внимание (табл. 1) распределение относительного среднеквадратичного отклонения ( $\sigma/\Delta H$ ) энтальпии с глубиной: максимальные значения отмечаются в слоях от 0 до 50 м с постепенным уменьшением до 400 м и возрастанием на горизонтах до 600—700 м, т.е. в зонах верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) и главного термоклина.

Таблица І

and the second sec					
Слой, м	$\overline{Q}$ ккал/см <sup>2</sup>	<b>Q</b> <sub>так</sub> ккал/см <sup>2</sup>	<u></u>	σ ккал/см²	$\delta/\Delta H$
· ·	1	I .			-
0-20	12,3	15,1	9,4	47,6	2,4
20-25	3,0	3,8	2,3	11,2	2,2
25-30	2,9	3,7	2,3	10,5	2,1
3035	2,8	3,5	2,3	9,7	1,9
35-40	2,7	3,4	2,3	8,5	1,7
<b>40</b> 50	5,2	6,4	2,3	13,2	1,2
50-200	.69,3	81,8	62,3	107,5	0,7
200-400	78,5	84,2	73,5	62,5	0,3
400600	70,6	75,1	62,7	73,4	0,4
600-650	16.6	18,5	14,3	29,2	0,6
650—700	15.8	18,4	8,3	58,0	1,2
	1	1			

Параметры статистического распределения энтальпии

Взаимнокорреляционный анализ энтальпии для различных слоев показал высокую синхронную связь между соседними слоями (R=0,8÷0,9). Причем для ВКС инерционный интервал (от суток до нескольких суток) значительно превосходит инерционные интервалы для сезонного и главного термоклинов. Из рис. 4 видна общая тенденция — уменьшение инерционного интервала с глубиной. Это указывает на то, что перенос тепла между слоями ВКС осуществляется, в основном, сверху вниз. Мезомасштабная изменчивость в значительной степени подавляется синоптическими процессами. Поэтому, наряду с высокой синхронной корреляцией, между слоями ВКС сохраняется значимая асинхронная связь внутри синоптического масштаба. Для сезонного и главного термоклинов инерционный интервал практически отсутствует, соприкасающиеся слои синхронно участвуют в процессах, приводящих к изменению энтальпии. Следовательно, такое взаимодействие должно быть дифференцировано по частотам.

Это подтверждается результатами взаимноспектрального анализа. Отмечается присутствие высокой спектральной плотности на низких частотах, которые характеризуются периодами колебаний энтальпии от 1,5 до 11 сут. — основная энергия колебаний скон-



Рис. 4. Взаимнокорреляционные функции энтальпии различных слоев:  $1+R(Q_{0-20}, Q_{20-25}); 2-R(Q_{25-30}, Q_{40-50}); 3-R(Q_{35-40}, Q_{40-50}); 4-R(Q_{59-200}, Q_{200-400}).$ 



Рис. 5. Спектральная функция первого коэффициента разложения

центрирована в синоптическом масштабе (рис. 5). Колебания на этих частотах происходят синхронно с высокой когерентностью (более 0,9) и незначительной разностью фаз. Однако эти периоды колебаний энтальпии трудно разделить. Чтобы выделить крупномасштабную составляющую изменчивости энтальпии и проанализировать ее отдельно, данные о температуре воды на отдельных горизонтах были подвергнуты разложению по естественным ортогональным функциям (ЕОФ). Выявилась высокая скорость сходимости разложения: первый собственный вектор описывает более 90% дисперсии. Спектральный анализ первого коэффициента разложения указывает на концентрацию большей части энергии в области низких частот (рис. 5), соответствующей синоптической изменчивости. Таким образом, были выделены колебания с периодами около 5, 9 и 37 суток. Выделенные периоды сино-

птической изменчивости отражают изменчивость средней температуры для всего исследуемого слоя (0—700 м), эти колебания охватывают весь слой. Источником колебаний могут быть атмосферные процессы с аналогичными периодами колебаний.

Значительная мощность низкочастотной составляющей спектра подавляет высокочастотные колебания спектральной плотности энтальпии. Поэтому с целью выделения и интерпретации мезомасштабных колебаний был использован линейный высокочастотный фильтр первых разностей, функция усиления которого имеет вид:

$$G(f) = 2|\sin \pi f|, -\frac{1}{2} \leq f < \frac{1}{2}.$$



Рис. 6. Косинус спектр ( $C_0$ ), когерентность ( $\eta$ ) и фазовый спектр ( $\phi^{\circ}$ ) энтальпии различных слоев.

На рис. 6, 7 представлено распределение нормированной спектральной плотности энтальпии во временном интервале. Видно, что максимумы спектральной плотности мезомасштабной изменчивости энтальпии локализованы в интервале от 18 до 7 ч для всей исследуемой толщи вод. При этом, с глубиной отмечается уменьшение абсолютной величины спектральной плотности. Такая картина распределения спектральной плотности хорошо объясняется моделью покаскадной передачи энергии с глубиной: от больших к меньшим с постепенным затуханием [7]. Однако следует обра-

тить внимание (рис. 7) на существование максимумов спектральной плотности в слое скачка и сезонного термоклина, которые указывают на иные источники генерации энергии колебаний энтальпии. К ним, как известно, относятся внутренние волны.



Рис. 7. Нормированная спектральная плотность изменчивости энтальпии Норвежского очага теплонакопления.

Мезомасштабная изменчивость, характеризующаяся периодами колебаний 12 и около 13 ч, отражает приливные и инерционные колебания (для широты станции период инерционных колебаний составляет 12,7 ч). Период 10—11 ч, четко проявляющийся на всех горизонтах, трудно связать с каким-либо источником генерации внутренних волн. Авторами предпринята попытка объяснить эти колебания собственными колебаниями полярного гидрологического фронта, который проходит вдоль нулевого меридиана в непосредственной близости от исследуемого вихря.

По спектральным характеристикам разности фаз можно приближенно оценить скорость перемещения и профиль волны, возбуждаемой на полярном фронте. Такая волна должна распространяться со скоростью 25-30 км/ч на восток и запад от полярного фронта. Меандрирование полярного фронта отражает динамику вод и определяется интенсивностью водообмена в Норвежском море. По данным В. Ф. Суховей [5], основанным на инструментальных измерениях, величина расхода атлантических вод, идущих в Норвежское море через Фареро-Шетландский пролив, колеблется от 10 до 40 км<sup>3</sup>/ч, в среднем составляя 24,5 км<sup>3</sup>/ч. В работе [1] на основе расчетов геострофических течений в мае 1979 г. были также получены расходы воды через Фареро-Шетландский пролив на север (30 км<sup>3</sup>/ч) и на юг (12 км<sup>3</sup>/ч). Очевидно, что меандрирование гидрологического фронта самым тесным образом связано с интенсивностью поступления атлантических вод в Норвежское море, что, в свою очередь, отражается на интенсивности антициклонического круговорота. Сопоставимость расчетных данных с данными других авторов дают основание считать возможной причиной 10—11 часовых колебаний изменчивости энтальпии очага теплонакопления меандрирование полярного гидрологического фронта. На рис. 6 и 7 можно выделить также период около 8 ч, который, вероятно, вызван резонансным взаимодействием между внутренними волнами соответствующих периодов: 6,3; 7,1; 8,0; 8,3.

Определенный интерес представляет вопрос о направленности потоков тепла между слоями.

Табл. 2 дает наглядное представление о направленности потоков тепла: положительные значения фазового спектра указывают на перенос тепла от вышележащих слоев к нижележащим слоям, отрицательные значения — от нижележащих к вышележащим. Обращает на себя внимание ярко выраженный перенос тепла из глубинных слоев на частотах 10-11 часовых колебаний. Причем, смена знака фазового спектра приходится на слой 600-650 м, в этом же слое отмечается рост дисперсии энтальпии (табл. 1). Это указывает на адвективный характер переноса тепла. Обратная картина наблюдается для синоптической изменчивости энтальпии (период 120 ч), где небольшие отклонения значений фазового спектра от нуля и высокая когерентность указывают на то, что весь исследуемый слой участвует во взаимодействии с атмосферными процессами аналогичного периода (например, повторяемость прохождения барических систем над исследуемым районом). Перенос тепла, связанный с инерционными колебаниями, полусуточным приливом и внутренними волнами резонансного происхождения, отражает классическую волновую картину с точкой перегиба профиля волн (ф° около нуля) в зоне слоя скачка 30—50 м.

Рассмотрим теперь распределение амплитуд синоптических и мезомасштабных колебаний энтальпии по основным энергонесу-

щим частотам. Для этого будем использовать зависимость амплитуды колебания от спектральной плотности процесса ограниченной длительности. Учитывая, что энергетический спектр сглажен весовой функцией Хэмминга, эта зависимость имеет вид:

$$A^2 = 8 S(\omega_0) \Delta \omega$$
,

где A — амплитуда колебания,  $S(\omega_0)$  — спектр плотности на несущей частоте  $\omega_0$ ,  $\Delta \omega$  — дискретность спектра.

Таблица 2

		Периоды колебаний, ч									
Слой, м	6-	68		10-11		12		12,7		120	
	φ°	່ <b>ທ</b>	φ°	μ	φ°	η	φ°	η	φ°	η	
020	11	0.46		0.95	7	0.00	10	0.02		0 70	
20-25	10	0,40	-4	0,05	-/	0,90		0,83	3	0,78	
25-30	6	0,82	-12	0,80	8	0.64	_9	0,74	0	0,00	
30—35	0	0,88	-7	0,84	0	0,90	2	0,89	3	0,95	
35-40	-2	0,85	2	0,93	0	0,92	4	0,90	1	0,97	
4050	-13	0,82	12	0,75	—5	0,78	8	0,72	8.	0,86	
200-400	-40	0,34	31	0,59	15*	0,15	4	0,25	7	0,46	
400-600	-3	0,67	11	0,53	3	0,45	14	0,51	32*	0,09	
600650	-3	0,57	—6	0,59	6	0,54	10	0,42	5	0, <b>7</b> 5	
650-700	9	0,63	6	0,75	6	0,71	2	0,61	31*	0,19	
	[				i.						

Значения фазового спектра и когерентности энтальпии

 $\varPi$ римечание. \*- значение фазового спектра с когерентностью ниже уровня значимости  $\eta \leqslant 0,20$ 

Из табл. З видно, что вклад в мезомасштабную изменчивость волн различной частоты распределен приблизительно равномерно, составляя в среднем для ВКС (0—50 м) 100 кал/см<sup>2</sup>, что оказывает эффект на изменчивость температуры в этом слое на 0,02° за З ч. Синоптическая изменчивость энтальпии в ВКС оказывает эффект на изменчивость температуры на 0,05° С за З ч, превышая мезомасштабную изменчивость почти в З раза. С увеличением глубины роль мезомасштабных колебаний возрастает и становится соизмеримой с синоптическими, которые в свою очередь затухают с глубиной. Максимальные амплитуды колебаний отмечаются в ВКС и в зоне главного термоклина, что указывает на ведущую роль атмосферных процессов и адвективных факторов в формировании энтальпии вод Норвежского очага теплонакопления.

Таблица З

antanan mananan yenne man anta per <b>dap</b> i ma <u>na ke</u> rdi fu	Периоды волн, ч						
Слой, м	6—8 <i>A</i> /Δ <i>H</i>	10—11 Α/Δ Η	$\begin{bmatrix} 12\\ A/\Delta H \end{bmatrix}$	$\begin{array}{c c} 12,7\\ A/\Delta H \end{array}$	120 A/ΔH		
0-20	1,2	1,2	1,7	1,2	3,8		
20-25	1,2	2,0	1,6	1,2	3,6		
25-30	1,4	2,4	1,4	1,0	4,0		
30-35	2,0	2,6	2,4	1,6	5,4		
35—40	2,2	2,8	2,8	2,4	6,4		
40-50	2,2	2,4	2,4	2,3	6,1		
50-200	1.2	1,4	1,4	1,2	3,5		
200-400	0,8	0,8	0,7	0,8	1,1		
400-600	0.7	0,9	0,9	0.8	1,1		
6 <b>00</b> 650	1,2	1,4	1,5	1,4	1,7		
650—700	1,5	2,1	1,6	1,8	2,4		

#### Относительные амплитуды энтальпии (кал/см<sup>2</sup>·3 ч) для основных энергонесущих волн

Таким образом, в результате выполненного анализа можно сделать следующие выводы:

1. Характерной особенностью пространственной структуры вод Северо-Европейского бассейна является существование: а) полярного гидрологического фронта, который наклонен с глубиной с северо-запада на юго-восток и существенно изменяет свое положение, что важно учитывать при прогнозировании гидрологических условий; б) широкой квазистационарной зоны больших термических градиентов на юго-западной границе Северо-Европейского бассейна (между о. Исландия и Шетландскими островами).

2. Характерные временные масштабы изменчивости энтальпии в районе действия антициклонического вихря — самого крупного очага теплонакопления на севере Норвежского моря: 37 сут., 9 и 5 сут., 12, 10—11 и 6—8 ч.

3. Основными факторами, приводящими к изменчивости энтальпии в весенне-летний период в Норвежском море, следует считать атмосферные процессы и адвекцию тепла.

1. Зыков И. Д., Крон И. Г. О горизонтальной циркуляции Норвежского моря. — Труды ААНИИ, 1983, т. 382, с. 79—84.

- 3. Levitus S., Oort A. H. Global analysis of oceanographic data. Bull., Amer. Meteor. Soc., 1977, vol. 58, p. 1270—1284.
- 4. Романцов В. А., Смирнов Н. П. О тепловом состоянии вод Норвежского моря. — Труды ААНИИ, 1983, т. 382, с. 84—101.
- 5. Суховей В. Ф. Изменчивость гидрологических условий Атлантического океана. Киев: Наукова Думка, 1977. 214 с.
- 6. Трешников А. Ф., Баранов Г. И. Структура циркуляции и динамика бюджета вод северной полярной области. — Проблемы Арктики и Антарктики, 1976, № 47, с. 93—100.
- 7. Каменкович В. М., Кошляков М. Н., Монин А. С. Синоптические вихри в океане. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 264 с.

УДК 551.465.7:551.468(261.1)

### М. И. МАСЛОВСКИЙ, В. Ю. ЧАНЦЕВ (ЛГМИ)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ВЕРХНЕГО СЛОЯ Северной атлантики на основе одномерной интегральной модели

Совершенствование методов долгосрочных прогнозов погоды требует корректного учета аккумуляции тепла и его перераспределения в верхнем слое океана с последующим высвобождением в атмосферу в иных географических районах. Интерес представляет как разработка моделей этих процессов для учета в моделях глобальной циркуляции атмосферы и океана, так и собственно исследование этих процессов на основе их моделирования. Из-за сложностей реализации моделей указанных процессов, к настоящему времени основные результаты достигнуты по первому направлению, а работы, посвященные изучению изменчивости теплового и динамического состояния верхнего слоя океана на основе ее моделирования, практически отсутствуют. Такие исследования требуют решения ряда проблем, сдерживающих более широкое применение этого подхода. К их числу можно отнести: рассогласованность начальных и граничных условий; обязательное выполнение интегральных условий сохранения для всей системы, позволяющее проводить интегрирование на длительный срок и т. д. Тем

не менее, только на основе моделирования возможно изучение изменчивости характеристик деятельного слоя в масштабах океана с исследованием ответственных за нее физических механизмов, а также региональных особенностей проявления крупномасштабного взаимодействия океана с атмосферой.

Хорошо выраженная двухслойная термическая структура деятельного слоя океана (ДСО) в умеренных широтах Северной Атлантики позволяет применить для поставленной задачи интегральные модели, учитывающие эту структуру. Подробный анализ таких моделей дан во многих работах, например, [3, 5]. Особенностью для большинства моделей является их одномерность, не позволяющая учесть горизонтальную адвекцию тепла течениями, а также пренебрежение вертикальным переносом тепла за счет соответствующей компоненты скорости. Подобные ограничения позволяют применять такие локальные модели при анализе сезонных процессов только в безадвективных районах и в случае нулевого за год количества тепла, поступающего из атмосферы в океан. Очевидным является малая возможность использования данного подхода.

Одновременно, попытки промоделировать изменения термической структуры Северной Атлантики даже с учетом горизонтального переноса тепла течениями, но при рассогласовании начальных и граничных условий, а также нестрогого выполнения интегральных условий сохранения, не позволили воспроизвести годовой ход эволюции ДСО [5]. Тем более нельзя рассматривать эти результаты, как климатические характеристики для их анализа, так как не достигнута адаптация искомых полей с полями внешних данных.

Задачей настоящего исследования является попытка преодоления указанных противоречий и изучение на базе локальной версии модели ДСО (одномерная постановка) климатической сезонной изменчивости верхнего слоя Северной Атлантики.

В качестве исходной была выбрана модель, предложенная в [4]. Достоинства выбранной модели заключаются в относительной простоте ее реализации, корректном описании предельных состояний при различных причинах перемешивания верхнего слоя, а также в выполнении интегральных условий сохранения тепла. Последнее, в частности, проявляется в возможности получить выходящее на периодический режим решение при периодически изменяющихся граничных условиях. При этом за несколько годовых циклов происходит адаптация состояния системы к внешним данным. Полученное повторяющееся решение для характеристик ДСО можно рассматривать как соответствующее заданным граничным условиям и независящее от начальных условий. Однако последнее возможно, если среднегодовой поток тепла в океан равен нулю или уравновешивается горизонтальной и вертикальной адвекцией. Первое из этих условий, как правило, не выполняется. Учет горизонтальной адвекции тепла резко усложняет общее решение задачи, и поэтому на первом этапе целесообразно получение физических результатов на основе одномерной постановки. В этой связи возможно следующее применение исходной модели. В отличии от авторов [4, 7], включим в рассмотрение вертикальную скорость W на нижней границе ДСО. В локальной версии она равна вертикальной составляющей дрейфового течения на нижней границе верхнего квазиоднородного слоя (ВКС). Она может быть определена через тангенциальное напряжение ветра:

$$W_{h} = -\frac{1}{\rho_{0}} \left( \frac{\partial}{\partial x} \tau_{y} / l - \frac{\partial}{\partial y} \tau_{x} / l \right), \qquad (1)$$

где  $\rho_0$  — плотность морской воды,  $\tau_x$ ,  $\tau_y$  — соответствующие составляющие тангенциального напряжения ветра, l — параметр Кориолиса.

Зная  $W_h$  в каждой расчетной точке, зададим поток тепла на границе раздела атмосфера — океан изменяющимся по синусоидальному закону с годовым периодом:

$$q_0 = \overline{q}_0 + \overline{q}_0 \cdot \sin(\omega t + i\varphi), \qquad (2)$$

где  $q_0, q_0$  — среднегодовые и амплитудные значения потока,  $\omega, \varphi$  — частота и фаза колебаний, t — время.

Тогда можно подобрать такое  $\overline{q}_0$ , что решение модели выйдет на периодический режим, т. е. по заданной вертикальной скорости подобрано такое среднегодовое значение  $\overline{q}_0$ , которое балансирует вертикальный обмен ДСО с нижележащими слоями. Далее можно сравнить рассчитанные  $\overline{q}_0$  с климатическими значениями из атласов и отнести полученную разницу за счет горизонтальной адвекции. Таким образом, можно выделить зоны получения и отдачи гепла за счет вертикального обмена верхнего слоя океана с нижними, а также за счет дивергенции адвективного потока тепла, и дать им количественные оценки.

Исходную модель ДСО с выделением ВКС и сезонного термоклина (СТ) в виде зоны с линейным распределением температуры и разрывом температуры на нижней границе ВКС запишем сленующим образом:

$$h_{s}^{-}\frac{dT_{s}}{dt} = \dot{q}_{0} - q_{h-0}; \qquad (3)$$

$$\frac{dT_h}{dt} = \frac{2 \cdot q_{h+0}}{h_0 - h} - \frac{T_h - T_{s_0}}{h_0 - h} \left(\frac{dh}{dt} - W_h\right) + \frac{T_h - T_{s_0}}{h_0 - h} \cdot W_h; \quad (4)$$

здесь  $T_s$  и  $T_h$  — температура ВКС и температура на верхней границе СТ,  $q_0$ ,  $q_{h-0}$ ,  $q_{h+0}$  — нормированные на объемную теплоемкость воды потоки тепла на свободной поверхности, нижней границе ВКС и верхней границе СТ, h — толщина ВКС, g — ускорение свободного падения,  $U_*$  — динамическая скорость,  $T_{s_0}$  и  $h_0$  — начальные значения  $T_s$  и h,  $\alpha_T$  — коэффициент термического расширения воды.

Потоки тепла  $q_{h-0}$  и  $q_{h+0}$  находились из уравнения бюджета тепла, проинтегрированного в пределах слоя скачка, стянутого в поверхность раздела турбулизированного и нетурбулизированного слоев:

$$q_{h=0} = \begin{cases} (T_s - T_h) \left(\frac{dh}{dt} - W_h\right) \operatorname{при} \left(\frac{dh}{dt} - W_h\right) > 0 \\ 0 & \operatorname{при} \left(\frac{dh}{dt} - W_h\right) < 0, \end{cases}$$
(6)
$$q_{h+0} = \begin{cases} -(T_s - T_h) \left(\frac{dh}{dt} - W_h\right) \operatorname{при} \left(\frac{dh}{dt} - W_h\right) \leq 0 \\ 0 & \operatorname{при} \left(\frac{dh}{dt} - W_h\right) > 0. \end{cases}$$
(7)

Постоянные коэффициенты, согласно [4], принимались равными:

$$C_{1} = \begin{cases} 0.2 & \text{при } q_{0} < 0 \\ 1 & \text{при } q_{0} > 0 \end{cases}$$

$$C_{2} = \begin{cases} 0.24 \cdot 10^{-3} & \text{при } U_{*} < 0.25 \,(\text{м} \cdot \text{c}^{-1}) \\ 0.38 \cdot 10^{-3} & \text{при } U_{*} > 0.25 \,(\text{м} \cdot \text{c}^{-1}) \end{cases}$$

$$C_{3} = 60.$$

Уравнения (3) и (4) представляют собой проинтегрированные в пределах ВКС и СТ уравнения бюджета тепла, а уравнение (5) – уравнение баланса энергии турбулентности в ВКС с учетом обру шения поверхностных волн [4].

Решение системы (3)—(7) было получено методом Рунге-Кутт применительно к задаче о годовой эволюции ДСО в узлах пяти градусной сетки в Северной Атлантике в пределах 20°—60° с. ц и 15°—75° з. д. В качестве начального момента счета принималс момент смены знака  $q_0$  в начале весенне-летнего прогрева. Счита лось, что  $T_h = T_s = T_{s_0}$  и  $h = h_0$  при t = 0. Поле температур  $T_s$ было использовано из [1], а поле глубин  $h_0$  из [6]. Динамическа скорость  $U_*$  и  $W_h$  рассчитывались по среднемесячным значения тангенциального напряжения ветра, представленным в [8], а  $\tilde{c}$ и  $\hat{q}_0$  определялись на основе данных из [2].

Периодический режим считался установившимся, когда значе ния теплосодержания ДСО в любые два момента времени, отстоя щие друг от друга на период, отличались не более чем на 1% 18 На рис. 1 представлены результаты расчета годовой эволюции толщины перемешанного слоя. Хорошо виден правильный сезонный ход величины h. В конце осенне-зимнего выхолаживания (рис. 1, a) наблюдается максимальное проникновение турбулентного и конвективного перемешивания, в летние месяцы — постепенное уменьшение толщины верхнего изотермического слоя (рис. 1, 6, e). В начале осени (рис. 1, e) снова начинается процесс заглубления ВКС.



Рис. 1. Сезонное распределение толщины ВКС в Северной Атлантике: *а* — февраль; *б* — май; *в* — июль; *г* — февраль; — — — — расчетное; — — — — — фактическое по данным [6].

Модель также хорошо воспроизводит широтное распределение глубины ВКС. Минимальные значения h в тропической зоне (25— 50 м) и увеличение значений толщины ВКС в высоких широтах (до 600 м). Распределение глубины ВКС на рис. 1, a согласуется с динамикой верхнего слоя в северной части Атлантического жеана. Области больших толщин ВКС в северо-северо-восточной насти Северной Атлантики связаны с наличием течения Ирминера и Северо-Атлантическим течением. Уменьшение глубин перемешанного слоя у северо-западных берегов Африки вызвано суцествованием апвеллинга в этом районе.

)\*

Сравнивая рассчитанные глубины ВКС с глубинами, приведенными в работе [6] (рис. 1), можно отметить вполне удовлетворительную согласованность между ними, учитывая независимость исходных полей, взятых из различных источников.

Следует обратить внимание на хорошее воспроизведение основных особенностей эволюции толщин ВКС — очагов повышенных и пониженных значений толщин. Так, например, воспроизведение очага больших глубин в районе 30° с. ш. и 60° з. д. может рассматриваться как подтверждение возможности использования предложенного подхода.



Рис. 2. Пространственное распределение среднегодовых потоков тепла (К · м · c<sup>-1</sup>) × 10<sup>6</sup> :

а — расчетное; б — фактическое по данным [2]; в — за счет горизонтальной адвекции.

Рассчитанный среднегодовой поток тепла на поверхности оке ана  $\overline{q}_{0p}$  (рис. 2, *a*) компенсирует средний за год вертикальный ад вективный поток тепла. Эти значения потоков можно трактоват как необходимые для равновесного межгодового состояния ДСС при заданном поле вертикальных скоростей на его нижней гра нице.

Общий характер распределения  $\overline{q}_{0p}$ , естественно, согласуетс с характером распределения средней за год рассчитанной вер 20

тикальной скорости  $W_h$  (рис. 3). Так, в зонах подъема холодных вод, расположенных полярнее Северо-Атлантического течения, для устойчивого состояния системы требуется положительный среднегодовой поток тепла, поступающий в ДСО, а в зонах опускания вод — отрицательный.

Действительно, отрицательные значения  $W_h$  соответствуют апвеллингу и адвекции холода в ДСО. Для ее компенсации требуется приток тепла из атмосферы в ДСО и дальше из ДСО в нижележащие слои. Этому соответствуют положительные значения  $\overline{q}_{0p}$  (рис. 2, *a*). Наоборот, положительные значения вертикальной скорости приводят к накоплению тепла в ДСО и для его уравновешивания требуется отвод тепла из ДСО. При этом не имеется адвекции холода из нижележащих слоев и поэтому отвод тепла может быть либо за счет отдачи в атмосферу, либо за счет горизонтальной адвекции. Поэтому, количественное выражение последнего можно получить, сравнивая рассчитанные значения  $\overline{q}_{0p}$ с фактическими климатическими значениями  $\overline{q}_{0\phi}$  (рис. 2, *б*, *в*), как  $\overline{q}_{0T} = \overline{q}_{0\phi} - \overline{q}_{0p}$ .



Рис. 3. Среднегодовое значение вертикальной составляющей скорости течения  $W_h$  (м · с<sup>-1</sup>) × 10<sup>6</sup>

Из анализа результатов видно (рис. 2), что практически все тепло, поступающее в ДСО из атмосферы, перераспределяется в нем за счет горизонтальной адвекции тепла течениями, в то время как обмен теплом ДСО с нижележащими слоями мал, за исключением локальных районов. Так, тепло, поступившее в среднем за год в тропической части расчетной области, высвобож-

дается затем в областях у берегов Америки и в зоне с центром из 45° с. ш. и 40° з. д. При этом, например, поступление тепла из атмосферы в юго-западном секторе расчета, меньше отводимого тепла из этого сектора за счет адвекции и является необходимым условием существования климатически равновесного состояния ДСО. Иначе ДСО от года к году нагревался бы и достичь квазиустановившегося режима, принимаемого за климатический, не удалось бы.

Зоны, где  $q_{0T}$  имеет отрицательный знак, надо рассматривать как области, в которых тепло в среднем за год накапливается за счет дивергенции горизонтального потока тепла, и наоборот, соответственно.

Таким образом, с помощью предложенного подхода удалось не только воспроизвести близкие к реальным годовые изменения структуры ДСО в Северной Атлантике, но и дать трактовку основным механизмам трансформации его тепловой энергии. Подобный анализ эволюции теплового состояния ДСО в интегральных терминах дан впервые и позволил получить представление о зонах получения тепла верхним слоем океана, о его обмене с нижележащими слоями, горизонтальном транспорте тепла ДСО, а также о зонах его высвобождения в атмосферу. Полученные характеристики являются климатическими и могут служить отсчетными для исследования формирования тепловых аномалий при аномальных воздействиях атмосферы.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Атлас океанов. Атлантический и Индийский океаны. Л.: изд. МО СССР, 1977. 332 с.
- 2. Атлас теплового баланса земного шара / Под ред. М. И. Будыко. М., изд. Госгеолтехиздат, 1963, 69 с.
- Зилитинкевич С. С., Реснянский Ю. Д., Чаликов Д. В. Теоретическое моделирование верхнего слоя океана. — В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. — М.: изд. ВИНИТИ, 1978, т. 12, с. 5—51.
- 4. Каган Б. А., Рябченко В. А., Чаликов Д. В. Параметризация деятельного слоя в модели крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы. — Метеорология и гидрология, 1979, № 12, с. 67—75.
- 5. Калацкий В. И. Моделирование вертикальной термической структуры деятельного слоя океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978. — 215 с.
- 6. Кузнецов А. А. Верхний квазиодиородный слой Северной Атлантики. Обнинск: изд. ВНИИГМИ МЦД, 1982. 82 с.
- 7. Рябченко В. А. Численные эксперименты с моделью деятельного слоя океана. Метеорология и гидрология, 1982, № 2, с. 63—68.
- Han Y.-J., Lee S.-W. A new analysis of monthly mean wind stress over the global ocean. — Climate Research Institute, Report N 26, Oregon State University, Corvallis, Oregon, 1981. — 150 p.

## М. М. ЗУБОВА, А. И. УГРЮМОВ (ЛГМИ)

# К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ОБЛАЧНОСТИ НА ФОРМИРОВАНИЕ ДЛИТЕЛЬНЫХ АНОМАЛИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

Облачный покров Земли является одним из наиболее важных факторов формирования теплообмена в системе океан — атмосфера. От количества и форм облачности зависит интенсивность поступления солнечной радиации на поверхность океана, его эффективное излучение, а следовательно, и теплосодержание деятельного слоя.

Уже первая теоретическая работа по оценке роли глобальной облачности, выполненная Б. М. Гаврилиным и А. С. Мониным в 1967 г. [3], показала, что в системе атмосфера — подстилающая поверхность облачность выступает как «регулятор с обратной связью» и способна генерировать в ней колебания с периодами порядка нескольких месяцев. Хотя в работе использована довольно простая модель, ее результаты обнаружили очевидную необходимость включения данных об облачности в схемы долгосрочного прогноза погоды. При этом, конечно, предполагалось, что для долгосрочных прогнозов погоды важны колебания характеристик облачности прежде всего над океанами, где происходит глобальное накопление лучистого тепла.

Первые оценки влияния аномалий общего количества облачности над океаном на длительные аномалии погоды были сделаны Ш. А. Мусаеляном [9] путем анализа синхронных и асинхронных статистических связей между осредненными по пространству и времени аномалиями облачности над Северной Атлантикой и осредненными характеристиками поля аномалий приземной температуры воздуха в Европе. Эти связи показывают, что полученное от Солнца деятельным слоем океана тепло передается атмосфере через 5-8 месяцев. В дальнейшем данные связи были существенно уточнены на основании материалов спутниковых и судовых наблюдений за облачностью, выявлены периоды года, когда облачность над океаном оказывает наибольшее влияние на формирование поля температуры на континенте, сформулированы прогностические правила [5, 10]. Полученные результаты можно использовать как непосредственно для статистического прогноза аномалий температуры воздуха с заблаговременностью несколько месяцев, так и для параметризации полного потока радиации на границе океан — атмосфера в гидродинамических схемах долгосрочного прогноза погоды.

Касаясь физического механизма найденных статистических связей, авторы работ [5, 9, 10] отмечают, что он обязательно должен включать в себя, в качестве промежуточного звена, деятельный слой океана. Именно в деятельном слое облачность первоначально формирует аномалии теплосодержания, которые затем оказывают влияние на атмосферную циркуляцию и погоду. Из-за большой тепловой инерции деятельного слоя формирование аномалий теплосодержания в нем под действием облачности требует некоторого времени. Это, а также то, что сформировавшиеся аномалии переносятся течениями в районы максимальной теплоотдачи океана, по мнению авторов работ [5, 9, 10], и является причиной наблюдаемого временного сдвига между аномалиями облачности над океаном и соответствующими аномалиями температуры воздуха на континенте.

Таким образом, чтобы построить физическую модель влияния океана на аномалии погоды через аномалии облачности, необходимо дополнительно исследовать реакцию деятельного слоя океана на колебания характеристик облачного покрова.

Первая работа по исследованию статистических связей между аномалиями общего количества облачности над океаном и аномалиями температуры воды в Северной Атлантике по данным стационарных судов погоды была выполнена Н. П. Смирновым и А. И. Угрюмовым [12], которые рассматривают общее количество облачности, как один из основных параметров, определяющих тепловой баланс поверхности океана. Согласно [13], с достаточным приближением можно считать, что температура поверхности воды является репрезентативной характеристикой теплового режима и всего деятельного слоя океана, так как коэффициент корреляции между температурой поверхности воды и теплосодержанием слоя океана 0—100 м колеблется в пределах 0,82—0,91. Анализ связей между общим количеством облачности  $\Delta S$  и температурой воды  $T_{w}$  [12] проводился путем расчета взаимно корреляционных матриц между  $\Delta S(t)$  и  $\Delta T_{w}(t+\tau)$  в одних и тех же точках расположения стационарных судов погоды. Здесь  $\Delta S$  и Δ T<sub>w</sub> — аномалии скользящих 3-х месячных значений общего количества облачности, рассчитанные за период 1951-1970 гг., tцентральный месяц трехмесячного интервала, в котором рассматривается облачность,  $\tau$  — сдвиг по времени в месяцах от 0 до 8. Расчет взаимно-корреляционных матриц дал возможность оценить влияние аномалий облачности каждого (исходного) месяца года на последующее развитие аномалий температуры воды в рассматриваемой точке океана.

Основные выводы работы [12] сводятся к следующему:

1. Значимые статистические связи между  $\Delta S(t)$  и  $\Delta T_{w}(t+\tau)$  обнаруживаются только в теплом полугодии, когда радиационный баланс поверхности океана максимален, а толщина верхнего квазиоднородного слоя океана минимальна, и аномалии облачности

вследствие этого могут эффективно влиять на теплосодержание деятельного слоя.

2. Статистические связи между  $\Delta S(t)$  и  $\Delta T_w(t+\tau)$  характеризуются отрицательными коэффициентами корреляции, что соответствует физическим представлениям о формировании теплового режима деятельного слоя под влиянием аномалий облачности ( $\Delta S > 0$  приводит к уменьшению радиационного баланса верхнего слоя океана и к образованию отрицательных аномалий его температуры  $\Delta T_w < 0$ , отрицательные аномалии облачности  $\Delta S < 0$  формируют  $\Delta T_w > 0$ ).

3. Наиболее тесные связи между  $\Delta S(t)$  и  $\Delta T_w(t+\tau)$  — синхронные, т. е. при  $\tau=0$ . С увеличением  $\tau$  они ослабевают тем быстрее, чем выше скорости постоянных течений в рассматриваемом районе. Это означает, что сформировавшиеся под влиянием облачности аномалии  $\Delta T_w$  быстро выносятся в другие районы океана. Для дальнейшего анализа связей между  $\Delta S$  и  $\Delta T_w$  с целью получения прогностически значимых результатов особенно важен последний вывол.

В районах океана с постоянными течениями (большой части акватории Мирового океана) необходимо рассматривать  $\Delta S$  не столько над тем районом, где изучается формирование  $\Delta T_{w}$ , сколько в других, которые следует выбрать с учетом генерального переноса водных масс. В этом случае можно ожидать возникновения асинхронных связей между  $\Delta S(t)$  и  $\Delta T_w(t+\tau)$  с прогностически значимым сдвигом во времени. Именно такая задача и решалась в настоящей работе.

Наибольший интерес с точки зрения генезиса температурных аномалий в океане представляют энергоактивные зоны [11], или очаги взаимодействия океана и атмосферы [14], т. к. именно здесь тепловое влияние океана на атмосферу, зависящее от теплосодержания деятельного слоя, максимально. В Северной Атлантике выделяют три основных энергоактивных зоны: в Гольфстриме, ньюфаундлендскую и норвежскую [11]. Тепловое влияние норвежской зоны на характеристики погоды в Европе наиболее очевидно [15, 17]. Поэтому целесообразно рассмотреть асинхронные связи между аномалиями температуры воды в этой энергоактивной зоне и предшествующими аномалиями облачности над Северной Атлантикой, уделяя особое внимание тем районам океана, через которые проходят Северо-Атлантическое и Норвежское течения, приносящие свои воды в норвежский очаг взаимодействия океана и атмосферы.

Исходным материалом послужили среднемесячные значения баллов общего количества облачности в Северной Атлантике в узлах сетки с шагом 5° по широте и 10° по долготе за период 1966—1979 гг., полученные по ежедневным наблюдениям метеорологических спутников и любезно предоставленные нам Ю. Л. Матвеевым (ЛГМИ), и средние месячные значения температуры поверхности воды в районе  $H_2$  норвежской энергоактивной

зоны (принцип разделения зоны на районы и источники информации по температуре воды описаны в [15]).

Несмотря на то, что регулярная информация об облачности с метеорологических спутников поступает всего 14 лет, она обладает рядом несомненных достоинств по сравнению с судовыми наблюдениями: отсутствие систематических ошибок в определении балла общего количества облачности [7, 8], объективность, одинаковая плотность информации на больших акваториях, возможность интерполяции в узлы регулярной сетки практически с любым пространственным разрешением.

Важным моментом исследования был выбор интервала временного осреднения данных. В работах [5, 10, 15] установлено, что оптимальным интервалом осреднения при изучении крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы является сезон. В соответствии с [15] за сезон принимались два соседних месяца года: зима — I—II, весна — III—IV, первая половина лета — V—VI, вторая половина лета — VII—VIII, осень — IX—X, предзимье — XI—XII.

Методика оценки синхронных и асинхронных связей между облачностью над Северной Атлантикой и температурой воды в норвежской энергоактивной зоне (район  $H_2$ ) заключалась в следующем. Для каждой точки градусной сетки были вычислены средние месячные значения аномалий общего количества облачности  $\Delta S$  с января 1966 по декабрь 1979 г. как отклонение среднего месячного балла облачности от нормы данного месяца за 14 лет. Аналогично вычислялись средние месячные аномалии температуры воды  $\Delta T_w$  в районе  $H_2$ . Далее средние месячные значения  $\Delta S$  и  $\Delta T_w$  были подвергнуты сезонному осреднению. Эти данные позволили вычислить взаимно-корреляционные матрицы  $\Delta T_{w}$  следующим образом: для каждого  $\Lambda S^{-}$ И исходного сезона по облачности t (например, зима I—II) вычислялись коэффициенты корреляции R<sub>«и</sub> между аномалиями облачности в заданной точке и аномалиями температуры поверхности воды в районе  $H_2$  в этом же сезоне t и в последующих  $t+\tau$  со сдвигом  $\tau$  от 0 до 5 сезонов. Далее снова в качестве исходного брался следующий сезон по облачности (весна III—IV). В результате таких расчетов для каждой фиксированной точки, в которой определялись аномалии облачности, получается взаимно-корреляционная матрица  $R_{atu}(t, \tau)$  величин  $\Delta S(t)$  в данной точке и  $\Delta T_w(t+\tau)$  в районе  $H_2$ . Образец такой матрицы приведен на рис. 1. Вычисления R<sub>ми</sub> проводились на ЭВМ по программе, составленной Н. В. Тимофеевой.

Прежде чем переходить к анализу корреляционных матриц следует заметить, что для принятого ряда наблюдений за 14 лет доверительные пределы коэффициентов корреляции при 10% и 5% уровнях значимости соответственно равны 0,46 и 0,53.

Анализ взаимно-корреляционных матриц позволил выявить те районы океана и сезоны года, облачность которых оказывает наибольшее влияние на последующее развитие аномалий температуры воды в норвежской энергоактивной зоне. Для большинства матриц восточной, т. е. наиболее близкой к району  $H_2$ , части Атлантики (рис. 1) характерны два максимума корреляции по временному сдвигу:  $\tau = 1 - 2$  сезона и  $\tau = 5$  сезонов. Мы ограничимся рассмотрением только первого максимума, т. к. в пределах сформулированной выше гипотезы он может получить реальное физическое объяснение (время движения водных масс в системе Северо-Атлантического течения из рассматриваемых районов океана в Норвежское море примерно равно 1 - 2 сезонам). Происхождение второго максимума корреляции при  $\tau = 5$  сезонов, по-видимому, связано не с адвекцией водных масс, а с циклическими процессами в океане и атмосфере, заслуживающими специального анализа.



Рис. 1. Взаимно-корреляционная матрица сезонных значений аномалий общего количества облачности  $\Delta S(t)$  в Северной Атлантике ( $\varphi$ =55° с.ш.,  $\lambda$ =20° з.д.) и аномалий температуры воды  $\Delta T_w$  (t+ $\tau$ ) в районе  $H_2$  (ряд наблюдений 14 лет).

В области временных сдвигов т от 0 до 3 сезонов наиболее высокие значения коэффициентов корреляции отмечаются для исходных по облачности сезонов весны (III—IV) и первой половины лета (V—VI), как видно на рис. 1. Данный результат подтверждается и развивает выводы работы [3] относительно влияния аномалий облачности на аномалии температуры воды. Весной радиационный баланс поверхности океана начинает возрастать, а толщина квазиоднородного слоя уменьшаться, что приводит к эффективному влиянию аномалий облачности на теплосодержание верхнего слоя океана, и, в частности, на температуру его поверхности. Этот эффект должен достигать максимума летом, когда

радиационный баланс максимален. Отрицательные аномалии облачности в этот период года усиливают эффект прогрева деятельного слоя океана, положительные — ослабляют, что и определяет отрицательный знак связи между  $\Delta S$  и  $\Delta T_w$ . Но в результате того, что облачность и температура воды рассматриваются в разных районах океана, между ними возникает установленный с помощью корреляционных матриц временной сдвиг в 1—2 сезона, обусловленный адвекцией в системе Северо-Атлантического и Норвежского течений: аномалии  $\Delta T_w$ , сформированные аномалиями облачности  $\Delta S$  в Северной Атлантике весной и в первой половине лета, появляются в Норвежском море только во второй половине лета и осенью.

В исходном по облачности сезоне второй половины лета (VII— VIII), когда радиационный баланс океана достигает максимума. а толшина квазиоднородного слоя - минимума, должны отмечаться, казалось бы, и максимальные по абсолютной величине коэффициенты корреляции между  $\Delta S$  и  $\Delta T_w$ , однако ожидаемого максимума на рис. 1 нет. Причина этого также заключается в том, что  $\Delta S$  и  $\Delta T_w$  рассматриваются в разных районах океана, а не в одних и тех же точках, как в работе [12], где упомянутый максимум действительно получен. Аномалии  $\Delta T_w$ , сформированные в Северной Атлантике в июле-августе могут достигнуть района H<sub>2</sub> Норвежского моря только через 1-2 сезона (в зависимости от положения точки наблюдений за облачностью), т. е. осенью или даже в предзимье. В этот период года в северных широтах океана и, в частности, в Норвежском море ведущим процессом формирования аномалий  $\Delta T_{w}$  является уже не поглощение радиации деятельным слоем океана, а осенне-зимняя конвенция [6], которая существенно трансформирует поле летних аномалий  $\Delta T_{w}$ . В этом, на наш взгляд, заключается причина слабой связи облачности второй половины лета в Северной Атлантике с аномалиями температуры воды в Норвежском море.

Наиболее полное представление о влиянии аномалий облачности в Северной Атлантике на формирование аномалий температуры воды в Норвежском море и о роли адвекции в этом процессе дают карты пространственного распределения коэффициентов взаимной корреляции  $\Delta S(t)$  и  $\Delta T_w(t+\tau)$ , составленные для тех исходных по облачности сезонов года, когда это влияние проявляется наиболее заметно (III-IV и V-VI). На рис. 2 и Звидно, что при всех временных сдвигах от 1 до 3 сезонов океан делится на две большие области положительной и отрицательной корреляции, лежащие соответственно на северо-западе и юго-востоке исследуемой акватории. Очевидно, что процесс формирования аномалий  $\Delta T_w$  в Норвежском море под влиянием предыдущих аномалий облачности  $\Delta S$  в Северной Атлантике протекает в районах с отрицательной корреляцией, т. к. физика этого процесса предполагает, что величины  $\Delta S$  и  $\Delta T_w$  должны быть связаны обратной зависимостью. Облачность в районах с положительной корреляцией, по этой же причине не может оказывать непосредственного влияния на формирование температурных аномалий в районе  $H_2$ . Наличие же положительной корреляции между  $\Delta S(t)$  и  $\Delta T_w(t+\tau)$ является просто следствием обратной связи между аномалиями облачности в юго-восточной и североо-западной половинах исследуемой акватории. Положительную корреляцию между  $\Delta S(t)$  и  $\Delta T_w(t+\tau)$  формально можно использовать для прогноза температурных условий в Норвежском море, но для анализа физического процесса формирования аномалий  $\Delta T_w$  нужно рассматривать область отрицательной корреляции.



Рис. 2. Асинхронная корреляция аномалий облачности  $\Delta S(t)$  в Северной Атлантике в сезоне III—IV и аномалий температуры воды  $\Delta T_w(t+\tau)$ в районе  $H_2$  с различным сдвигом  $\tau$  (ряд наблюдений 14 лет):  $a - \tau = 1$  сезон;  $\delta - \tau = 2$  сезона;  $s - \tau = 3$  сезона; точки (.) соответствуют узлам сетки, в которых определялись аномалии облачности; жирная линия соответствует положению гидрологического фронта [15].

Существенно, что область отрицательной корреляции лежит южнее субполярного гидрологического фронта (рис. 2 и 3), в центрально-атлантической водной массе [15], которая переносится Северо-Атлантическим течением в Норвежское море. Такое соответствие подтверждает предложенный выше механизм формирования летних аномалий температуры воды в норвежской энергоактивной зоне: образование очагов  $\Delta T_w$  в Северной Атлантике под влиянием аномалий облачности и последующая адвек-

ция этих очагов на север в системе Северо-Атлантического течения.

Рассмотрим теперь карты на рис. 2 и 3 подробнее. Для исходного по облачности сезона весны (III—IV) достаточно тесная связь между аномалиями облачности и температуры воды начинает появляться уже на первом сдвиге  $\tau=1$ . Изокоррелята R=-0.5 и охватывает довольно значительную область от 45° до 55° с. ш. (рис. 2, *a*). Максимальные отрицательные коэффициенты |R|>0.6 (рис. 2, *b*) появляются на втором сдвиге. Это соответствует аномалии температуры воды в районе  $H_2$  в июле-августе.



Рис. 3. Асинхронная корреляция аномалий облачности  $\Delta S(t)$  в Северной Атлантике в сезоне V— VI и аномалий температуры воды  $\Delta T_{w}(t+\tau)$ в районе  $H_2$  с различным сдвигом  $\tau$ . Условные обозначения: см. рис. 2.

На третьем сдвиге (рис. 2, a) значения коэффициентов корреляции начинают убывать, хотя и остаются выше значимых, уменьшается и площадь, занятая ими. Для летнего исходного сезона по облачности (V—VI) максимальные коэффициенты корреляции отмечаются уже на первом сдвиге, что соответствует аномалии температуры воды также в июле-августе (рис. 3, a). На втором сдвиге (рис. 3, b) связь начинает несколько ослабевать. На третьем сдвиге значимые коэффициенты корреляции сохраняются лишь на небольшой площади.

Для подтверждения адвективного механизма распространения аномалий температуры воды в Северо-Атлантическом течении необходимо, чтобы положение очагов максимальной отрицательной корреляции на картах рис. 2 и 3 примерно соответствовало скоростям переноса водных масс, полученным путем наблюдений. Рассмотрим карту на рис. 2, б характеризующую максимальную корреляцию весенней облачности с аномалией температуры воды в районе  $H_2$  со сдвигом  $\tau = 2$  сезона, т. е. во второй половине лета (VII-VIII). На ней можно выделить два очага отрицательной корреляции:  $R_{xy} = -0,72$  в южной части Северо-Атлантического течения и  $R_{ry} = -0.66$  в северной его части. Скорость переноса водных масс по данным атласа [1] и работы [18], составляет в Северо-Атлантическом течении 10 миль в сутки, т. е. за 2 сезона (4 месяца) водные массы приходят в район Н<sub>2</sub> из районов Северной Атлантики, лежащих на 1200 миль выше по течению. Эта точка находится как раз между отмеченными выше очагами максимальной отрицательной корреляции, т. е. в центре всей области отрицательной корреляции.

Карта на рис. 3, а описывает максимальную корреляцию облачности первой половины лета (V—VI) с аномалией температуры воды в районе  $H_2$  со сдвигом  $\tau = 1$  сезон (2 месяца). За это время водные массы приходят в район  $H_2$  из точки, расположенной в 600 милях от него выше по течению, т. е. из очага максимальной отрицательной корреляции  $R_{xy} = -0.64$ .

Таким образом, предварительный анализ карт пространственного распределения коэффициентов корреляции между  $\Delta S(t)$ в Северной Атлантике и  $\Delta T_w(t+\tau)$  в норвежской энергоактивной зоне ( $H_2$ ) с привлечением данных о распределении водных масс и скорости Северо-Атлантического течения свидетельствует о реальности предложенного механизма формирования летнего температурного поля в северной части океана. Результаты анализа выявляют те районы океана, в которых под влиянием облачности формируются аномалии температуры воды, и те промежутки времени, через которые эти аномалии попадают в Норвежское море. Эти данные достаточны для использования обнаруженных связей в долгосрочном прогнозе теплового состояния Норвежского моря во второй половине лета.

Физическая достоверность статистических связей между  $\Delta S(t)$ и  $\Delta T_w(t+\tau)$  определяется еще и тем, насколько точно отражают они процессы поглощения солнечной радиации деятельным слоем океана. Иными словами, значения аномалии температуры воды, рассчитанные при одних и тех же баллах облачности на основании статистических связей и непосредственно как функция радиационного баланса поверхности океана, должны быть близки. Для проверки этого рассмотрим аномалии облачности  $\Delta S$  над Северной Атлантикой в сезоне весны (III—IV) и аномалии температуры воды  $\Delta T_w$  в районе  $H_2$  в сезоне второй половины лета (наилучший вариант асинхронных связей, рис. 2, б). Зададим весной над Северной Атлантикой (а именно, в точках максимальной отрицательной корреляции) определенные аномалии облачности. Целесообразно взять аномалии, равные долям среднего квадратического отклонения балла общей облачности над этим районом. Согласно [2], среднее квадратическое отклонение  $\sigma_s$  месячных величин S составляет здесь 2 балла, а норма — 7 баллов. Поэтому зададим S=5, 6, 7, 8, 9 баллов общей облачности, что соответствует аномалиям  $\pm \sigma_s$ ,  $\pm 0.5 \sigma_s$ , и норме.

Заданные значения S определяют суммы солнечной радиации, поступающей на поверхность океана  $Q_{\odot}$  и его эффективное излучение  $J_{3\phi}$ , которое можно рассчитать по формулам [16]:

$$Q_{\odot} = Q_{\max}(0,80 - 0,54^{2+4S^3}) \quad (1 - A);$$
  
$$J_{ab} = J_{\odot}(1 - cS) + 4 n \sigma T_a^3 (T_w - T_a).$$

где S — общее количество облачности в десятых долях покрытия неба,  $Q_{\max}$  и  $J_0$  — возможная сумма приходящей радиации и эффективное излучение при безоблачном небе; A — альбедо,  $T_a$  температура воздуха в приводном слое, c и n — коэффициенты,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана. Для расчета  $Q_{\odot}$  и  $J_{\partial \phi}$  при разных баллах облачности все остальные переменные задавались постоянными, соответствующими климатическим условиям сезона весны в выбранных точках Северной Атлантики.

Аномалии температуры воды, возникающие в деятельном слое океана под влиянием заданных баллов облачности и соответствующих им значений радиационного баланса поверхности океана  $(R=Q_{\odot}-J_{\partial\phi})$ , можно рассчитать следующим образом. Изменения температуры верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) за сезон в конкретной точке океана выражаются:

$$\frac{\partial T_{w}}{\partial t} = \frac{R}{C_{p} \rho H}, \qquad (1)$$

где R — радиационный баланс поверхности океана за рассматриваемый сезон, H — средняя за сезон глубина залегания термоклина (мощность ВКС),  $C_{\rho}$  и  $\rho$  — теплоемкость и плотность воды (здесь температура поверхности  $T_{w}$  принимается за среднюю температуру ВКС, т. к. в нем наблюдается изотермия). Аномалия температуры воды, вызванная аномалией облачности, рассчитывается как разность  $\frac{\partial T_{w}}{\partial t}$  при аномальном балле облачности и при норме  $\overline{S}$ :

$$\Delta T_{\boldsymbol{w}} = \left(\frac{\partial T_{\boldsymbol{w}}}{\partial t}\right)_{\Lambda S} - \left(\frac{\partial T_{\boldsymbol{w}}}{\partial \boldsymbol{t}}\right)_{\overline{S}}.$$
 (2)

Теперь допустим, что аномальное теплосодержание деятельного слоя, сформированное в Северной Атлантике весной (III—IV), сохраняется до второй половины лета (VII—VIII), но водные 32

массы за это время из рассматриваемых районов Северной Атлантики поступают в район  $H_2$  Норвежского моря. Таким образом в формуле (1) значение R берется за III—IV в Северной Атлантике, а значение H— за VII—VIII в районе  $H_2$ .

Рассчитанная по формулам (1) и (2) аномалия  $\Delta T_w$ , как функция заданных аномалий общего количества облачности, приведена в табл. 1. Здесь же даны значения аномалии  $\Delta T_w$ , которые рассчитаны по уравнениям регрессии, построенным на основании найденных статистических связей. Для построения этих уравнений использовался временной ряд значений  $\Delta T_w$  в сезоне второй половины лета (VII—VIII) в районе  $H_2$  и временные ряды  $\Delta S$  в трех точках Северной Атлантики в III—IV, где упомянутая корреляция максимальна. Таким образом, для построения уравнений регрессии использовано 42 пары значений  $\Delta T_w$  и  $\Delta S$ .

Из табл. 1 видно, что при отрицательных аномалиях облачности результаты статистических и физических расчетов довольно близки (ошибка не превышает 0,18°). При положительных аномалиях облачности расхождения гораздо больше: статистический расчет отличается от физического на 1—2°.

Таблица 1

	- v 111)
при различных аномалиях общего количества облачности $\Delta S$ (III—I	V)
в Северной Атлантике	

S в долях G <sub>s</sub>	-σ	— 0,5 σ	0	0,5 σ	σ
баллы ТФ то фотография	5	6	7	8	9
$T_{w}^{p}$ по формулам 1) и (2) $T_{v}^{p}$ по уравне-	0,90	0,60	0,00	-1,20	-2,80
иям регрессии $T^p_w - \Delta T^{gp}_w$	0,85 -0,05	0,42 -0,18	0,00 0,0 <b>0</b>	0,42 0,78	-0,85 1,95

Причина указанных различий заключается, скорее всего, в том, го расчеты  $\Delta T_w^{\phi}$  по формулам (1) и (2) занижают реально налюдающуюся температуру верхнего слоя океана при положительых аномалиях облачности. Если в случае  $\Delta S < 0$  радиационные акторы формирования летнего температурного режима верхнего гоя являются доминирующими, то в случае  $\Delta S > 0$  значительную эль приобретают и другие процессы, например, колебания теплодачи океана или адвекция. В статистических связях среднее клиатическое влияние этих эффектов учтено неявно, т. к. влияние S на  $\Delta T_w$  рассматривается при прочих равных условиях. В фических же расчетах по формулам (1) и (2) учитывается только циационный баланс. Поэтому сравнивать результаты статистиских и физических расчетов  $\Delta T_w$  имеет смысл только при отри-

цательных аномалиях облачности, когда роль радиационного фактора исключительно велика. В этом смысле можно говорить о соответствии статистических и физических оценок  $\Delta T_w$ .

Таким образом, с учетом сделанных замечаний можно полагать, что найденные в настоящей работе асинхронные статистические связи между  $\Delta S(t)$  в Северной Атлантике и  $\Delta T_w(t+\tau)$ в районе  $H_2$  действительно отражают процесс влияния весенней облачности и последующей адвекции водных масс на формирование летнего температурного режима верхнего слоя Норвежского моря.

Авторы допускают, что слабой стороной работы является короткий ряд спутниковых наблюдений за облачностью (14 лет), хотя приведенные оценки корреляционных связей и являются статистически значимыми. Поэтому в заключение рассмотрим предпринятую нами попытку искусственно удлинить ряд спутнковых наблюдений за облачностью путем стыковки последних с наземными данными наблюдений попутных судов.

В результате разных способов наблюдений количество облаков определенное по спутниковым данным, не соответствует количеству облаков, определенных визуально с Земли. Причин здеси много и на это неоднократно указывалось рядом авторов И. В. Морозовой [7, 8] дан достаточно подробный анализ этиз работ. Мы не будет на них останавливаться, так как не можем вос пользоваться какой-либо готовой рекомендацией по той причине что в упомянутых работах спутниковые наблюдения сравнивались в основном, с наблюдениями, произведенными на континенталь ных станциях. Поэтому возникла необходимость сопоставить дан ные метеорологических спутников и наземных наблюдений в оке ане по имеющимся данным.

Сопоставление среднесезонных значений баллов облачности определенных по данным попутных судов и по наблюдениям с спутников для четырех точек  $\varphi = 50^\circ$  с. ш.,  $\lambda = 30^\circ$  з. д. и  $40^\circ$  з. д и  $\omega = 45^{\circ}$  с. ш. и  $\lambda = 30^{\circ}$  з. д. и 40° з. д. за 1966—1971 гг. путен построения графиков корреляционной зависимости, показало дс статочно тесную связь для летних сезонов V-VI и VII-VII (коэффициент корреляции R = 0.82) и менее тесную для осеннє зимних сезонов (коэффициент корреляции R=0,64). Были полу чены уравнения регрессии, позволяющие определить, в зависимс сти от сезона, баллы облачности, соответствующие спутниковы наблюдениям по баллам облачности судовых наблюдений. Тако пересчет был выполнен с 1957 по 1965 г. включительно. Таки образом, удалось увеличить ряд спутниковых наблюдений д 23 лет (1957—1979 гг.). Эти сведения и послужили в дальнейше для получения синхронных и асинхронных связей, между аном: лиями облачности и аномалиями температуры поверхности води аналогичных тем, которые были получены по 14-летнему ряд спутниковых наблюдений. Оказалось, что для одних и тех ж исходных сезонов по облачности и одинаковых сдвигов картин распределения коэффициентов корреляции, вычисленные как и

короткому, так и длинному ряду, очень похожи между собой. Положение очагов максимальных коэффициентов и охват площадей, коэффициентами близкими к максимальным, совпадают. Однако коэффициенты, вычисленные по длинному ряду, получились несколько меньше. На рис. 4 в качестве образца приведена карта для исходного весеннего III—IV сезона по облачности, со сдвигом  $\tau=2$  сезона (ср. рис. 2, б). Уменьшение коэффициентов корреляции, вычисленных по удлиненному ряду, в данном случае вполне закономерно, так как стыковка рядов наблюдений за облачностью, произведенная с попутных судов и спутников, производилась с достаточно большой погрешностью (коэффициенты корреляции рядов  $R=0,82\div0,64$ ). Однако важно, что общий характер связи при удлинении ряда данных сохраняется.



Рис. 4. Асинхронная корреляция аномалий облачности  $\Delta S(t)$  в Северной Атлантике и аномалий температуры воды  $\Delta T_w(t+\tau)$  в районе  $H_2$  в сезоне III—IV,  $\tau=2$  сезона (ряд наблюдений 23 года).

#### Выводы

1. Исследование асинхронных статистических связей между езонными аномалиями общего количества облачности  $\Delta S$  в Сеерной Атлантике по данным метеорологических спутников (1966— 979 гг.) и аномалиями температуры поверхности воды  $\Delta T_w$  в норэжской энергоактивной зоне позволило подтвердить основные ыводы работы [12], где исследовался процесс формирования аноалий температурного поля океана под влиянием синхронных аноалий облачности, и получить новые результаты, учитывающие ивместное влияние облачности и адвекции температуры в системе еверо-Атлантического течения.

2. Полученные асинхронные связи описывают процесс формивания очагов аномалий  $\Delta T_{w}$  в Северной Атлантике под влиянием переменной облачности ( $\Delta S$ ), регулирующей радиационный приток тепла к деятельному слою океана, и последующий перенос этих очагов в Норвежское море, где они появляются через 1-2 сезона (2-4 месяца) после наблюдаемых в Северной Атлантике аномалий облачности.

3. Наиболее тесные асинхронные связи получены для исходных по облачности сезонов весны (III—IV) и первой половины лета (V-VI), когда радиационный баланс поверхности океана является одним из основных факторов формирования аномалий теплосодержания деятельного слоя: при этом аномалия температуры воды рассматривается в сезоне второй половины лета (VII—VIII). Отсутствие значимых асинхронных статистических связей для исходного по облачности сезона второй половины лета (VII-VIII), когда радиационный баланс максимален, объясняется преимущественным влиянием на температуру поверхности водь в Норвежском море осенью (IX-X) и в предзимье (XI-XII), т. е со сдвигами  $\tau = 1 - 2$  сезона от исходного, осенне-зимней конвенции.

4. Сопоставление результатов корреляции  $\Delta T_w$  и  $\Delta S$ , оценен ной по данным об облачности с метеорологических спутниког (14 лет) и по совмещенным данным спутниковых и судовых на блюдений (23 года), показало, что по смыслу эти результаты очени близки, что свидетельствует о достоверности выводов, сделанных на основании оценки корреляции по коротким рядам (14 лет)

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. Атлас океанов. Атлантический и Индийский океаны. Л.: изд. МО СССГ 1977. --- c. 332.
- 2. Воробьев В. И., Фадеев В. С. Характеристика облачного покров северного полушария по данным метеорологических спутников. — Л. **Г**идрометеоиздат, 1981. — 171 с.
- Гаврилин Б. М., Монин А. С. Модель долгосрочного взаимодействи океана и атмосферы. Доклады АН СССР, 1967, т. 176, № 4, с. 822—825
   Глаголева М. Г., Скриптунова Л. И. Прогноз температуры води
- в океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1979. 168 с.
- 5. Задорожная Т. Н. О прогностических возможностях асинхронных свя зей между аномалиями облачности над Северной Атлантикой и аномалие температуры воздуха на европейском континенте. - Труды ГМЦ, 1970
- вып. 177, с. 60—70. 6. Кузнецов А. А. Верхний квазиоднородный слой Северной Атлантики. Обнинск: изд. ВНИИГМИ МЦД, 1982. 82 с.
- 7. Морозова И. В. Сравнение спутниковых и наземных наблюдений обланости. — Труды ГГО, 1974, вып. 307, с. 141—156.
- 8. Морозова И. В. Режим облачности в тропической части Северной А лантики. — Метеорология и гидрология, 1975, № 1, с. 89-95.
- 9. Мусаелян Ш. А. Проблема параметризации процесса передачи лучистс энергии Солнца системе океан — атмосфера и долгосрочный прогноз. Метеорология и гидрология, 1974, № 10, с. 9—19. 10. Мусаелян Ш. А., Угрюмов А. И., Задорожная Т. Н. Об асш
- хронных связях между аномалиями облачности над океаном и аном: лиями температура воздуха на континенте - Труды ГМЦ, 1976, вып. 17 c. 41-59.

36
- 11. Программа исследования взаимодействия атмосферы и океана в целях изучения короткопериодных изменений климата (Программа «Разрезы»).-Итоги науки и техники. Сер. Атмосфера, океан, космос — программа «Разрезы» / Под ред. Г. И. Марчука, т. 1, 1983. — 60 с.
- 12. Смирнов Н. П., Угрюмов А. И. Исследование крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в целях долгосрочных прогнозов. — Ванноденствия опсеция и инферерти в целика долюсночных прогнозов. – В кн.: Гидрометеорологическое обеспечение народного холяйства. – Л.: изд. ЛПИ, 1982, вып. 78, с. 10–23. (ЛГМИ).
   Строкина Л. А., Смирнова А. И. Связь изменения теплосодержания деятельного слоя Северной Атлантики и изменения температуры воды на
- поверхности. Океанология, 1969, вып. 3, с. 398-403.
- 4. Тимонов В. В., Смирнова А. И., Непоп К. И. Об очагах взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике. — Океанология, 1970, вып. 5, с. 745—749.
- 5. Угрюмов А. И. Тепловой режим океана и долгосрочные прогнозы погоды. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 176 с.
- 6. Шереметевская О. И. Графический способ расчета теплообмена на поверхности раздела вода — воздух (методическое пособие). — М.: изд. Гидрометцентра СССР, 1972. — 8 с.
- 7. Шулейкин В. В. Физика моря. М.: Наука, 1968. 1083 с.
- 8. Meehl G. A. Characteristics of surface current flow inferred from a global ocean current data set. - J. Phys. Ocean. vol. 12, N 6, 1982, p. 538-555.

ДК 551.465.7+551.463.7(261.1)

Ю. В. НИКОЛАЕВ, М. В. БАГРЯНЦЕВ (ААНИИ)

## К ВОПРОСУ О СТРУКТУРЕ пространственно-временной изменчивости АНОМАЛИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ в северной атлантике

Изменение во времени аномалий температуры поверхности окена (АТПО) имеет случайный характер. В этом можно убедиться, ассматривая отдельные реализации АТПО, относящиеся к разичным районам океана (рис. 1). В связи с невозможностью дерминистического описания процесса изменения поверхностной мпературы, необходимо последовательное применение вероятноного подхода.

Наиболее разработанным и применимым в гидрометеорологии настоящее время является аппарат теории стационарных слуйных функций. Гипотеза стационарности и эргодичности исслеемого процесса принимается, как правило, априорно и, несмотря то, что во многих случаях она не выполняется, подобный ана-В ПОЗВОЛИЛ ПОЛУЧИТЬ МНОГО ПОЛЕЗНЫХ СТАТИСТИЧЕСКИХ ОЦЕНОК, рактеризующих пространственно-временную изменчивость разчных гидрометеорологических элементов.

С помощью корреляционно-спектрального анализа в рамках ационарного приближения можно выявить основные черты ис-

следуемого процесса и провести его идентификацию. Подобный анализ был выполнен по данным об аномалиях температуры поверхности в пятиградусных трапециях на акватории от 10° с. ш. до 70° с. ш. за период с 1957 по 1971 гг.

Как было показано в [1], оценки Хэннинга автокорреляционных функций исходных реализаций АТПО в различных районах океана аппроксимируются в основном экспоненциальными и экспоненциально-косинусными выражениями вида:

$$r(\tau) = c e^{-\alpha |\tau|}, \qquad (1)$$

$$r(\tau) = c e^{-\alpha |\tau|} \cos \beta \tau.$$
 (2)





В частности, для рядов АТПО, представленных на рис. 1, он имеют следующий вид:

$$r(\tau) = e^{-0.25 |\tau|}; \qquad (3)$$

$$r(\tau) = e^{-0.16 |\tau|} \cos 0.17 \tau.$$
(4)

Автокорреляционная функция вида (1) характерна примерн для 60% исследуемой акватории. Как известно, она соответствує стационарному решению уравнения, описывающего поведение д 38 намической системы первого порядка, на вход которой поступает белый шум [6]

$$\frac{dY(t)}{dt} + \alpha Y(t) = \xi(t), \qquad (5)$$

где Y(t) — процесс на выходе динамической системы;

ξ(t) — случайный процесс, обладающий свойствами белого шума.

Представление процесса изменения АТПО в виде (5), полученное из анализа эмпирических данных, согласуется с теоретическими результатами К. Хассельмана [7], выдвинувшего гипотезу о белошумном погодном возбуждении элементов климатической системы и, в частности, верхнего слоя океана, в результате чего реакция системы в Фурье-представлении имеет вид красного шума.

Преобразование Фурье корреляционной функции (1) дает вызажение для соответствующей функции спектральной плотности виде [6]:

$$S(\omega) = \frac{c}{\pi} \frac{\alpha}{\omega^2 + \alpha^2}.$$
 (6)



Рис. 2. Оценки спектров АТПО (1) и их аппроксимация (2) по формулам:  $a - (6); \ 6 - (7).$ 

На рис. 2, а показана оценка спектра, полученная по реалиации АТПО, приведенной на рис. 1, а, с помощью методики Блэккана — Тьюки и ее аппроксимация по выражению (6). Как видно з рисунка распределение энергии в спектре имеет красношумый характер, т. е. большая часть дисперсии колебаний сосредоочена в области низких частот, с увеличением частоты значения пектральной плотности постепенно уменьшаются приблизительно о закону  $1/\omega^2$ .

Корреляционная функция (2) характерна для изменчивости АТПО в центральной части Северного субтропического антициклонического круговорота, а также для района Карибского моря. Соответствующая ей спектральная плотность имеет вид [6]:

$$S(\omega) = \frac{c\alpha}{\pi} \frac{\omega^2 + \alpha^2 + \beta^2}{(\omega^2 - \beta^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2 \omega^2}.$$
 (7)

На рис. 2,  $\delta$  показана эмпирическая оценка спектральной плотности реализации АТПО, представленной на рис. 1,  $\delta$ , и ее аппроксимация по формуле (7). В этом случае максимум спектральной плотности смещается из начала координат в область более высоких частот.

Таким образом, в рамках стационарного приближения процесс изменения АТПО, в основном, описывается дифференциальным уравнением первого порядка, в правой части которого задается процесс типа белого шума.

Дальнейший анализ изменчивости АТПО показал наличие определенных особенностей процесса, позволяющих говорить о его нестационарности. Как известно, нестационарность процесса может проявляться различным образом. Обычно это касается зависимости от времени первых моментов распределения вероятностей — математического ожидания и дисперсии. Знание типа нестационарности процесса позволяет сформулировать его аппроксимативную модель в форме общих математических соотношений, относящуюся к определенному классу нестационарных процессов [4].

Проверка нестационарности рядов АТПО по математическому ожиданию производилась посредством разделения их на несколько неперекрывающихся отрезков, вычисления оценок среднего по каждому из них и последующей проверке полученных оценок на наличие систематических отклонений, превышающих выборочную изменчивость. Сравнение средних осуществлялось с помощью критерия Диксона [2], состоящего в вычислении статистики:

$$\widehat{M} = \left| \frac{\overline{x_1} - \overline{x_2}}{\overline{x_1} - \overline{x_n}} \right|,\tag{8}$$

где  $\overline{x_1}$ ,  $\overline{x_2}$ , ...,  $\overline{x_n}$  — средние по различным отрезкам, причем  $\overline{x_1}$  — экстремальное среднее значение. Статистика  $\hat{M}$  сравнивается затем с табличными границами значимости.

Проведенный анализ показал, что практически на всей акватории изменения математического ожидания в реализациях АТПС значимы и, следовательно, их можно считать нестационарными пс первому моменту. Подобная нестационарность означает, что про цесс имеет эволюционный характер и его можно записать в виде

$$Y(t) = m_{v}(t) + F(t),$$
(9)

где  $m_v$  (*t*) — переменное математическое ожидание;

F(t) — стационарный случайный процесс.

Проверка стационарности АТПО по дисперсии и корреляционной функции проводилась методом, описанным выше. Дисперсии, полученные по отдельным отрезкам, сравнивались с помощью критерия Кокрэна [2]:

$$g = \frac{\max \sigma_i^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \ldots + \sigma_k^2}.$$
 (10)

В результате получено, что в большинстве районов океана изменения дисперсии значимы.

Таким образом, процесс изменения АТПО с учетом выявленных черт его нестационарности, можно отнести к классу аддитивно-мультипликативных процессов [4] и записать в окончательной форме.

$$Y(t) = m_y(t) + F(t)Z(t),$$
(11)

где  $m_v$  (t) — переменное математическое ожидание;

F(t) — стационарный случайный процесс;

Z(t) — модулирующая функция.

Модель натурного процесса (11) позволяет сделать вывод, что изменчивость АТПО в нестационарном приближении представляет собой низкочастотные колебания с наложенным на них высокочастотным шумом, модулированным, в свою очередь, по амплитуде.

Из результатов эмпирического спектрального анализа следует, что к низкочастотным нужно отнести колебания АТПО с периодами больше года, т. е. межгодовые. Высокочастотные флуктуации АТПО имеют, соответственно, периоды меньше 12 месяцев.

Подсчет процента от полной дисперсии, приходящейся на межгодовые и внутригодовые колебания АТПО, показал, что в среднем для исследуемой акватории это соотношение составляет 54% и 46%. Таким образом, высокочастотные флуктуации вносят значительный вклад в суммарную изменчивость АТПО. Следует отметить, что в различных районах океана удельный вес этих колебаний неодинаков. Наиболее сильно они выражены на северо-западе акватории, в области влияния Лабрадорского течения, здесь их вклад в суммарную изменчивость доходит до 70%.

Удельный вес межгодовых колебаний АТПО максимален в районе Гольфстрима, где он составляет 65—70%, велик он также и в районе Северо-Атлантического течения — до 65%.

Для выделения составляющих изменчивости АТПО, согласно принятой структуре модели, можно применить высокочастотную фильтрацию, так как очевидно, что функция  $m_v$  (t) медленно

меняется в сравнении с низкочастотными составляющими процесса F(t)Z(t). В данной работе был применен треугольный фильтр:

$$W_{p} = \begin{cases} \frac{m+p}{m^{2}} & -m \leq p \leq -1 \\ \frac{m}{m^{2}} & p = 0 \\ \frac{m-p}{m^{2}} & 1 \leq p \leq m. \end{cases}$$
(12)

В результате фильтрации была выделена составляющая  $m_y(t)$ , которая затем вычиталась из исходной реализации и, таким образом, в итоге получена составляющая процесса K(t) = F(t)Z(t).

При анализе внутригодовых колебаний АТПО представляет интерес функция модуляции Z(t), отражающая изменение дисперсии этих колебаний во времени.

Для определения составляющей Z(t) используем понятие огибающей вещественного сигнала. Она имеет смысл мгновенной амплитуды и позволяет, поэтому, проследить за динамикой интенсивности высокочастотных флуктуаций АТПО.

Вычисление амплитуды приводилось с помощью преобразования Гильберта, которое позволяет получить процесс E(t), сопряженный исходному K(t) [3]:

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{K(\tau)}{t - \tau} d\tau.$$
 (13)

Тогда амплитуда исследуемого процесса может быть получена по формуле:

$$Z(t) = \sqrt{E^2(t) + K^2(t)}.$$
 (14)

Первоначальный анализ амплитуд внутригодовых колебаний АТПО показал, что область их наибольших значений находится на западе акватории и в целом совпадает с областью максимальных дисперсий исходных АТПО [5]. По данным об амплитудах была вычислена корреляционная матрица, с помощью которой исследовались пространственные взаимосвязи между ними.

В результате анализа выяснено, что в целом для океана изменение интенсивности высокочастотных флуктуаций АТПО происходит в ограниченном районе и вызывается, очевидно, локальными причинами. Несколько иная картина наблюдается в районах, подверженных влиянию основных течений. Здесь согласованные изменения дисперсии внутригодовых АТПО отмечаются в довольно протяженной области, вытянутой по направлению переноса вод.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. Багрянцев М. В. Статистический анализ аномалий температуры воды в северной части Атлантического океана. — Труды Аркт. и антаркт. научн.исслед. ин-та, 1983, т. 392, с. 121-127.
- 2. Закс Л. Статистическое оценивание. М.: Статистика, 1976. 598 с.
- 3. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники, кн. 1. --
- М.: Советское радио, 1969. 430 с. 4. Романенко А. Ф., Сергеев Т. А. Вопросы прикладного анализа слу-чайных процессов. М.: Советское радио, 1968. 256 с.
- 5 Суховей В Ф. Изменчивость гидрологических условий Атлантического оке-ана. Киев: Наукова думка, 1977. 215 с.
- 6. Свешников А. А. Прикладные методы теории случайных функций. M.: Hayka, 1968. — 464 c. 7. Frankignoul C., Hasselman K. — Stochastic climate models. Part II.
- Application to sea surface temperature anomalies and thermocline variability.-Tellus, 1977, v. 29, N 4, p. 289-305.

#### УДК 551.465

### В. Н. МАЛИНИН (ЛГМИ)

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ И СТОКОВ ТЕРМОХАЛИННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В МИРОВОМ ОКЕАНЕ

Как известно, основной причиной термохалинной циркуляции является уплотнение поверхностных вод при их охлаждении и осолонении, которое благодаря действию архимедовых сил приводит к опусканию воды [1]. Суммарный эффект этих факторов можно описать вертикальным потоком массы (М) на поверхности океана:

$$M = (N - E)S - \frac{\alpha}{c} (LE - R + T) + \alpha N(T_N - T_{\omega}), \qquad (1)$$

где N — количество пресной воды, поступающей на поверхность океана, E — испарение, S — соленость, a — коэффициент термического расширения воды ( $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-4} (^{\circ}C)^{-1}$ ), с — удельная теплоемкость воды, L — скрытая теплота испарения, T<sub>N</sub> и T<sub>w</sub> — температура пресной воды и поверхности морской воды соответственно, R — радиационный баланс поверхности океана.

Величина N состоит из осадков P, притока речных вод в океан  $Q_l$  и ледникового стока  $Q_c$ , т. е.

$$N = P + Q_l + Q_c$$
.

Для океана, удаленного от берегов, можно принять  $Q_l = Q_c = 0$ . Тогда N = P и формула (1) в точности соответствует формуле вертикального потока массы, предложенной Е. Г. Агафоновой, Л. И. Галеркиным, А. С. Мониным [1]. Следует заметить, что вклад испарения во втором слагаемом приблизительно в четыре раза больше, чем в первом (т. е. охлаждение при испарении в 4 раза интенсивнее, чем осолонение). Тем не менее, оба слагаемых одного порядка и на два порядка превышают третье слагаемое, в связи с чем им можно пренебречь. Кроме того, в формуле (1) не учитываются эффекты таяния и замерзания льда, имеющие локальный характер.

Те районы, в которых M < 0, и, следовательно, поверхностные воды уплотняются и опускаются вниз, являются источниками термохалинной циркуляции. Стоками термохалинной циркуляции служат такие районы, в которых стратификация поверхностного слоя является устойчивой, в результате чего M > 0.

Карта распределения величин M по акватории Мирового океана для стационарных условий приводится в работе [1]. Однако, учитывая, что использованные исходные данные (P, E, R, T) относились к периоду 1950—1960-х гг., то вычисленные по ним значения M носили сугубо ориентировочный характер.

Поскольку к настоящему времени имеются более надежные (основанные на более совершенных методах расчета и значительно большем объеме гидрометеорологических наблюдений) карты распределения испарения над Мировым океаном, осадков, радиационного баланса и турбулентного потока тепла [2, 5—9], становится возможным построение новой более точной карты значений *M*.

При вычислении потока массы особое внимание уделялось выполнению интегральных законов сохранения тепла и влаги. Поскольку при интегрировании формулы (1) по всей акватории Мирового океана A должно выполняться условие  $\int_{A} MdA = 0$ , то отсюда следует

 $\int_{A} (N-E) dA = 0, \int_{A} (LE - R + T) dA = 0.$ 

Методика расчета величин M заключалась в следующем. Вначале в узлах десятиградусной географической сетки и центрах десятиградусных трапеций снимались с годовых климатических карт значения E [5], P [5], R [2] и T [7]. Затем арифметическим осреднением по 5 точкам указанные характеристики находились для центров десятиградусных трапеций. Для исключения ошибок, обусловленных снятием с карт исходных данных, использовалось условие

$$\frac{1}{n}\sum_{i=1}^n X_i = [X],$$

44

(2)

где скобки означают осреднение по широтному поясу, *n* — число десятиградусных трапеций Мирового океана (МО), приходящихся на широтный пояс.

Осредненные по широтному поясу величины [E], [R] и [T], заимствованные из литературных источников, сравнивались с вычисленными по формуле (2). Если между ними наблюдались расхождения, то производилась корректировка значений  $X_i$  путем введения балансирующих коэффициентов  $K_i$ . Заметим, что расхождения, как правило, не превышали 10%.

Более подробно следует рассмотреть оценку величин  $P_i$ , точность определения которых над МО, на наш взгляд, значительно уступает точности определения других составляющих, входящих в формулу (1). Прежде всего была выполнена проверка выполнения интегральных законов сохранения массы, в качестве которых использовано стационарное уравнение пресноводного баланса МО

$$\int_{A} (E-P) dA = Q_g, \qquad (3)$$

где  $Q_g$  — глобальный материковый сток, и стационарное уравнение водного баланса атмосферы полушария [3]

$$2 \pi a | [F_y] |_{\varphi=0} = -\int_{A_h} [E - P] dA_h + Q_h, \qquad (4)$$

где a — средний радиус Земли,  $F_y$  — интегрированный по вертикали меридиональный поток водяного пара,  $\varphi$  — широта,  $Q_h$  — материковый сток в пределах полушария,  $A_h$  — площадь полушария, занятая океаном.

Достоинством этих выражений является то, что речной сток и перенос влаги в атмосфере определяются более надежно по сравнению с эффективным испарением, т. е. разностью E - P. Поэтому при независимом определении всех членов уравнений (3) и (4) невязка в большей степени будет относиться к величине E - P. В том случае, если погрешности определения переноса влаги и стока известны, то нетрудно оценить и точность расчета эффективного испарения.

Оценки E - P и материкового стока на основе работы [5] для северного и южного полушарий, а также перенос влаги через экватор по данным [10], приводятся в табл. 1. Как видно из табл. 1, эффективное испарение в северном полушарии почти в 8 раз больше, причем при таком его распределении должен осуществляться перенос влаги из северного полушария в южное, что не соответствует действительности. Очевидно поэтому, значения невязок уравнения баланса для отдельных полушарий, прежде всего за счет осадков, оказались столь внушительными, хотя для MO в целом происходит компенсация погрешностей, в результате чего невязка становится близкой к нулю.

#### Оценки составляющих водного баланса северного и южного полушарий в 10<sup>3</sup> км<sup>3</sup>

Полушарие	Перенос влаги через экватор	Матери- ковый сток	Эффективное испарение	Невязка уравнения баланса		
Северное	5, <u>5</u>	<b>2</b> 7,2	45,0	23,3		
Южное	—5,5	<b>1</b> 9,6	5,9	19,2		

Чтобы выяснить причины больших погрешностей в уравнении баланса (4), представим величину невязки η в следующем виде:

$$\eta = \sum_{i=1}^n \delta_i + \sum_{i=1}^n \lambda_i + \sum_{j=1}^k \mu_j,$$

где  $\delta_i$  и  $\lambda_i$  — случайная и систематическая ошибки *i*-той компоненты уравнения баланса, n — число членов уравнения баланса,  $\mu_j$  — величина неучитываемой в уравнении баланса *j*-й компоненты. К неучитываемым членам относятся поток жидко-капельной влаги (в облаках) и речной сток через экватор.

Как было установлено в результате анализа, основной вклад в величину п вносят систематические погрешности. Оценив их величину для материкового стока и переноса влаги в атмосфере, нетрудно получить предельные значения эффективного испарения. Таким образом, в северном полушарии эффективное испарения должно составлять 24,5.10<sup>3</sup>—18,9.10<sup>3</sup> км<sup>3</sup>/год, а в южном — 27,5.10<sup>3</sup>—22,7.10<sup>3</sup> км<sup>3</sup>/год.

Обратимся к анализу эффективного испарения для отдельных десятиградусных широтных зон. С этой целью запишем следующее выражение:

$$[S - S_g] = f(E, P, Q, \operatorname{div} F_s),$$

где  $S_g$  — среднее глобальное значение солености, div  $F_s$  — дивергенция полного меридионального потока солености. Доминирующая роль в формировании поля солености принадлежит процессам испарения и осадков. Вторым по значимости фактором является материковый сток, который на порядок меньше осадков и испарения и одного порядка с разностью E - P. Однако следует иметь в виду, что влияние стока на соленость проявляется не на очень больших расстояниях от берега. Учитывая относительную равномерность притока речных вод между отдельными зонами, можно предположить наличие зависимости Q от соотношения площадей суши и океана внутри широтных зон.

Оценка влияния div  $F_s$  на поле солености по экспериментальным данным не представляется возможной. Поэтому мы обратились к результатам численного моделирования циркуляции океана [4], из которых следует, что дивергенция полного потока солености (за счет средней меридиональной циркуляции и крупномасштабных вихрей) изменяется в пределах 1—10 мм/год, что на два порядка меньше E - P.

Учитывая вышесказанное, запишем:

$$[S-S_g] = \beta[E-P], \tag{5}$$

где  $\beta = f(A_{0i}/A_i)$ ,  $A_{0i}$  — площадь океана внутри широтной зоны,  $A_i$  — площадь всей широтной зоны.

Для определения β воспользуемся уравнением водного баланса атмосферы широтной зоны в виде:

$$A_i \operatorname{div}[F_y] = [E - P] A_{0i} + [E_l - P_l] A_{li},$$

где индекс *l* указывает на принадлежность к поверхности суши. Используя это уравнение, нетрудно получить следующее выражение:

 $\beta = \frac{[S - S_g]A_{0i}}{A_i \operatorname{div}[F_u] + A_{ii}[P_i - E_i]}.$ 



1 — северное полушарие; 2 — южное полушарие.

Значения солености для различных зон МО были заимствованы из [6], а величины  $[P_l - E_l]$  были вычислены по данным [5]. Дивергенция потока влаги для южного полушария, исключая экваториальную зону, принималась согласно работе [12], а для северного полушария ввиду различных оценок div  $[F_y]$  [3, 10, 11, 12], были приняты их крайние значения.

Рассчитанные таким образом значения  $\beta$  приводятся на рис. 1. В южном полушарии  $\beta$  практически не зависит от соотношения площадей океана и суши ( $\beta = 0.0016$ ), в то время как в северном полушарии зависимость  $\beta$  от  $A_{0i}/A_i$  — выражена отчетливо. Эта зависимость на рис. 1 аппроксимируется пунктирной кривой. Аналитическое выражение для  $\beta$  имеет следующий вид:

$$\beta = \begin{cases} 0,0161 - 0,0392 \quad \frac{A_{0i}}{A_i} + 0,0243 \quad \left(\frac{A_{0i}}{A_i}\right)^2 \text{ при } \varphi = 0 - 70^\circ \text{ с. ш.} \\ 0,0016 \qquad \qquad \text{при } \varphi = 0 - 70^\circ \text{ ю. ш.} \end{cases}$$

Различия в коэффициентах  $\beta$  для одной и той же величины  $A_{0i}/A_i$  в обоих полушариях обусловлены, по-видимому, различиями в интенсивности процессов испарения и осадков, которые в северном полушарии выше.

Обратимся теперь к табл. 2, в которой представлены величины E - P, вычисленные по формуле (5). Эффективное испарение в северном и южном полушариях до 70° ш. составляет соответственно 24,1·10<sup>3</sup> и 26,7·10<sup>3</sup> км<sup>3</sup>/год. С учетом E - P для районов MO, находящихся в зонах 70—90° с.ш. ( $\approx -1,8\cdot10^3$  км<sup>3</sup>) и 70—80° ю.ш. ( $\approx -0.9\cdot10^3$  км<sup>3</sup>), эффективное испарение с MO в целом составляет 48·10<sup>3</sup> км<sup>3</sup>/год, что находится в пределах точности расчета материкового стока. Кроме того, полученные оценки E - P для обоих полушарий полностью удовлетворяют интегральному условию (4). Учитывая также, что величины [S] и [E] определяются с более высокой степенью точности, чем осадки, то появляется возможность получения более надежных оценок [P] над MO по формуле (5).

Таблица 2

	Северное	полушарие	Южное полушарие				
зона	мм/год	10 <sup>3</sup> км <sup>3</sup> /год	мм/год	10 <sup>3</sup> км <sup>3</sup> /год			
		1					
0-10	-300	-10,17	269	9,14			
10—20	440	14,05	494	16,54			
20-30	980	24,53	612	18,89			
3)-40	<b>3</b> 62	7,45	325	10,43			
40-50	- 293	- 5,36	-244	- 7,35			
50 - 60	-447	- 4,98	- 506				
60 - 70	-277	- 1,41	- 487	- 8,14			

#### Эффективное испарение (разность E – P) по широтным зонам Мирового океана

После определения среднеширотных величин осадков, дальнейшая их корректировка осуществлялась по схеме (2) путем введения балансирующих коэффициентов. Основные расхождения между количеством осадков, вычисленных по формулам (5) и (2), при-

шлись на зоны 30—60° и 0—10° ю. ш., где снятые с карт [5] значения осадков оказались завышены в среднем на 20%, и на зоны 30—50° с. ш., где осадки, наоборот, занижены примерно на такую же величину.

И, наконец, завершая описание методики расчета величин *M*, отметим, что нами были использованы данные по речному стоку только крупных рек, которые распространялись на прилегающий к устью десятиградусный квадрат, и что ввиду достаточно гладких широтных изменений величин солености были выбраны их осредненные по десятиградусному широтному поясу каждого океана значения.

Распределение годовых величин *М* приводится на рис. 1. Истоками термохалинной циркуляции являются обширные акватории умеренных и высоких широт обоих полушарий, однако интенсивность вертикального потока массы в северном полушарии, особенно в районах теплых течений Гольфстрима и Куросио, в 2— 3 раза выше, чем в южном полушарии. Заметим, что наиболее интенсивные области источников термохалинной циркуляции приурочены к энергоактивным зонам Мирового океана, причем максимальный отрицательный поток массы наблюдается в Японской энергоактивной зоне. Еще более значительной окажется роль энергоактивных зон как основных источников термохалинной циркуляции, если вместо средних годовых значений *М* рассматривать потоки массы, осредненные за холодный период года.

Стоком термохалинной циркуляции практически является вся экваториальная зона МО. Положительные значения М обусловлены распреснением поверхностных вод вследствие выпадения здесь большого количества осадков, образованных деятельностью внутритропической зоны конвергенции. Кроме того, пояс из положительных потоков массы отмечается вдоль западных берегов континентов, что также может быть объяснено преобладающей ролью осадков, обусловленных увеличением конвективных движений в атмосфере на границе раздела океан — суша.

Основные различия карты, приведенной на рис. 2, по сравнению с [1], заключаются прежде всего в том, что в южном полушарии нет сплошного пояса отрицательных величин потока массы. Кроме того, более значительные акватории МО заняты положительными величинами *М*. Интенсивность очагов повышенных и пониженных значений *М* также различается.

Если же рассматривать среднеширотные величины потока массы (табл. 3), то северное полушарие, исключая экваториальную зону, является источником термохалинной циркуляции. При этом основной вклад в формирование поля плотности в умеренных и высоких широтах вносит термический фактор (2-ое слагаемое формулы (1)) и лишь в тропической зоне преобладающим является соленостный фактор (1-ое слагаемое формулы (1)).



Рис. 2. Распределение вертикального потока массы на поверхности Мирового океана в г/см<sup>2</sup> · год).

Широтные зоны	ce	верное пол	тушарие	южное полушарие					
	М	$(N-E)S_0$	$\frac{\alpha}{c}$ (LE - R+T)	M	$(N-E)S_0$	$\left -\frac{\alpha}{c}\left(LE-R+T\right)\right $			
70—60	-7,9	0,6	-8,5	_	·				
6050	3,8	1,5	5,3	. 1,3	1,7	-0,4			
5040	2,0	1,3	3,3	3,1	0,8	2,3			
40	5,8.	-1,3	4,5	-1,1	-1,2	0,1			
30-20	3,7	3,5	0,2	-2,5	2,3	0,2			
20-10	-0,5	-1,4	0,9	1,0	1,6	2,6			
10—0	6,0	1,1	4,9	5,5	0,9	t ,4			

#### Распределение зонально-осредненного вертикального потока массы на поверхности океана в г/(см<sup>2</sup> · год)

Областями стока термохалинной циркуляции служат зоны  $10^{\circ}$  с. ш. —  $20^{\circ}$  ю. ш., в которых радиационный приток тепла к поверхности океана достигает максимальных значений. Что касается происхождения положительного потока массы в зоне  $40^{\circ}$ — $60^{\circ}$  ю. ш., то можно отметить следующее. Прежде всего в указанной зоне наблюдаются значительно меньшие по сравнению с аналогичной зоной северного полушария величины испарения и турбулентного потока тепла. Вследствие этого их сумма в зоне  $40^{\circ}$ — $50^{\circ}$  ю. ш. меньше радиационного притока тепла, что вызывает нагревание поверхностных слоев океана. В зоне  $50^{\circ}$ — $60^{\circ}$  ю. ш. основной вклад в формирование положительного потока массы вносит соленостный фактор, поскольку количество выпадающих здесь осадков существенно превышает испарение.

### ЛИТЕРАТУРА

- Агафонова Е. Г., Галеркин Л. И., Монин А. С. О происхождении термохалинной циркуляции океана. — Океанология, 1972, т. 12, вып. 6, с. 950—955.
- Атлас теплового баланса океанов. Севастополь; изд. МГИ АН УССР, 1970. — 88 с.
- 3. Малинин В. Н. Водный баланс атмосферы северного полушария для средних годовых условий. Водные ресурсы, 1978, № 4, с. 5—20.
- 4. Манабе С., Брайен К. Климат и циркуляция океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1972.
- 5. Мировой водный баланс и водные ресурсы Земли. Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 638 с.

6. Океанографическая энциклопедия. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974, с. 479-483.

7. Тепловой баланс Земли. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978. — 41 с.

**|**\*

 Тимофеев Н. А. Радиационный режим океанов. — Киев: Наукова думка, 1983. — 247 с.

9. Baumgartner A., Reichel E. The world water balance. - München, 1975. - 179 p.
10. Oort A. H. The observed annual cycle in the meridional transport of at-

 Oort A. H. The observed annual cycle in the meridional transport of atmospheric energy. — Journ. Atm. Sci., 1971, vol. 28, N 2, p. 325—339.
 Peixoto J. P. Water — vapor balance of the atmosphere from five ycars of hemispheric data. — Nordic Hydrology, 1970, vol. 1, N 2, p. 120—138.
 Starr V. P., Peixoto J. P. Pole-to-pole eddy transport of water vapor in the atmosphere during the JGY. Arch. Meteorol. Geophys. Bioklimat, 1971, vol. A20, N 2, p. 85—114.

УДК 551.463/464 (268.41) (018)

#### Ю. В. СУСТАВОВ (ЛГМИ)

# ФИЗИКО-СТАТИСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ПРОГНОЗА ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ В БАРЕНЦЕВОМ МОРЕ

Хорошо известно, что роль термики является определяющей в формировании экосистемы Баренцева моря. Именно особенности теплового режима выдвигают его на особое место среди другиз морей Мирового океана, расположенных в этих широтах. Отсюда громадный доминирующий интерес, наблюдающийся уже более трех четвертей века к изучению тепловых процессов, которые про текают в Баренцевом море. Начатые Н. М. Книповичем работь по наблюдению за температурой воды на гидрологических разре зах еще в начале девятисотых годов, определили общую страте гию экспедиционных работ на многие последующие десятилетия На Баренцевом море существует государственная сеть «вековых: и «стандартных» разрезов. Регулярные наблюдения на них ведутс: уже более 25 лет. А на таком разрезе, как разрез по Кольском меридиану, временные ряды ежемесячных наблюдений имеют практически, непрерывную продолжительность более 70 лет.

Получение оперативной информации о тепловом состояни моря — один из важнейших участков деятельности мореведчески организаций Мурмана. Потребность в ней настолько велика, чт считается целесообразным и рентабельным содержание на бас сейне довольно значительного экспедиционного флота для прои: водства наблюдений на вековых и стандартных разрезах, в про грамме которых значительное место отводится работам по наблк дению за тепловым состоянием водных масс.

Однако как бы совершенно не был организован сбор данны о фактическом тепловом состоянии моря, потребность в информ: ции значительно опережает возможности ее получения. Поэтом

гидрометеорологам зачастую приходится пользоваться расчётными методами для оценки теплового состояния моря. Кроме того, большая самостоятельная проблема — задача оценки теплового состояния моря на перспективу как ближайшую, так и дальнюю. Эта задача решается только расчетным путем. Отсюда естественен большой интерес к разработке методов расчета и прогноза температуры воды, который просматривается на протяжении многих последних лет.

Для обеспечения запросов народного хозяйства, обслуживаюцие организации располагают достаточно большим арсеналом иетодов расчета и прогноза температуры воды, который успешно используется в повседневной работе. В то же время было бы не зерно считать, что используемые методы по всем параметрам иовлетворяют современным требованиям. Главный их недостаок — они не позволяют рассчитывать и прогнозировать отдельные сомпоненты, формирующие тепловые условия моря. Вместе с тем, овершенно очевидно, что для планирования, например, биологиеского потенциала моря небезразлично знать за счет какого пројесса — активного притока богатых биогенами атлантических од или в результате местного перемешивания — сформировались будут формироваться) водные массы бассейна; чем вызван денцит или избыток тепла: поступлением больших масс относиельно холодных или теплых (сравнительно с нормой) атлантиеских вод, местным выхолаживанием или прогревом, или сочетаием обоих процессов. Без такой дифференцированной оценки неэзможно рациональное хозяйствование на море и предвидение эзможных изменений экосистемы в процессе освоения и эксплуаации его природных богатств.

Предлагаемый метод расчета и прогноза температуры воды Баренцевом море является первой попыткой покомпонентного ета океанологических процессов, формирующих тепловые услоия моря. Большая изменчивость этих процессов, обусловленная с полицикличностью и нестационарностью, определила и общий одход к решению задачи. В основу метода положена разработка решение уравнения баланса изменчивости температуры воды спектральной форме, которое аппроксимируется через аналогичие уравнение предикторов.

Тепловое состояние вод оценивается по температуре воды слоя -200 м. Считается, что температура слоя 0—200 м достаточно лно характеризует тепловое состояние водных масс Баренцева ря, и именно эта характеристика используется гидрометеороломи в практике оперативного обеспечения народнохозяйственных ганизаций. В качестве исходных временных рядов для построея регрессионных уравнений метода использованы данные о средмесячной температуре воды на стандартных океанографических зрезах: мыс Нордкап — о. Медвежий (стандартные вертикали -6); по Кольскому меридиану (3—7); от о. Харлов в направлеи 18° (4—8); через северный склон Канинского мелководья (3—5); и от о. Медвежий на восток по параллели 74°30' с.ш. (8—12) за период с 1953 по 1973 г. Названные разрезы имеют стандартные номера соответственно: III, VI, VIII, X и XXIX, которыми мы будем пользоваться в дальнейшем при их обозначении.

В качестве основных процессов, формирующих тепловые условия Баренцева моря, рассматриваются три: теплообмен с атмосферой, адвекция тепла течениями и изменчивость теплового состояния водных масс, приходящих из Атлантики на западный пограничный разрез. На рис. 1 представлена спектральная структура всех трех компонент. Составляющая, обусловленная теплообменом с атмосферой (будем в дальнейшем называть ее первая компонента), содержит одну ярко выраженную цикличность 12 мес. и тесно связана с колебаниями температуры воздуха (рис. 2).



Рис. 1. Спектральная плотность колебаний температуры воды в Баренцевом море, обусловленных теплообменом с атмосферой (1), адвекцией тепла течениями (2) и изменениями теплового состояния водных масс, приходящих на западный пограничный разрез (3).

Адвективная составляющая (вторая компонента) имеет вил типичного полициклического процесса (см. рис. 1), в котором яркс выражены три энергонесущих зоны около цикличностей 30, 12 в 3—4 мес. Эта компонента обусловлена изменчивостью скорости переноса атлантических вод в Баренцевом море и, благодаря на личию тесной связи скорости Нордкапского течения с колебаниями уровня моря в районе Мурманского побережья (рис. 3), може быть легко определена через колебания уровня.



Рис. 2. Связь температуры воздуха  $(T_B)^3$ в губе Вайда с температурой воды  $(T_w)$ в слое 0—200 м на стандартных разрезах в южной части Баренцева моря.



Рис. 3. Временной ход среднесуточного уровня (1), атмосферного давления (2) в Мурманске и широтной составляющей скорости течения в слое 0—200 м на разрезе по Кольскому меридиану (3). На врезке показан вид связи колебаний уровня моря и течений по трем районам.

О составляющей, обусловленной изменчивостью теплового состояния водных масс, приходящих на западный пограничный разрез (третья компонента), следует сказать несколько более подробно. Это понятие было введено автором статьи в 1975 г. [1] и позже физически обосновано на основе анализа данных наблюдений [2]. Суть вопроса сводится к следующему. Общая аномалия температуры воды в Баренцевом море определяется двумя факторами: дефицитом или избытком (относительно нормы) тепла водных масс, поступающих из Норвежского моря, которые формируются в результате взаимодействия океана и атмосферы над обширной акваторией Северной Атлантики, и аномалией температуры воздуха непосредственно в зоне распространения водных масс в Баренцевом море. При этом очевидно, что дефицит тепла атлантических вод, как и его избыток, в пределах Баренцева моря уже ничем не компенсируется. Все процессы теплообмена и адвективного переноса каждый раз как бы ведут отсчет от нового теплового уровня, определенного этим избытком или дефицитом. Отсюда следует, что в тех случаях, когда на западный пограничный разрез из Норвежского моря приходит вода с температурой ниже нормы для этого разреза, правомерно говорить об адвекции холода в Баренцево море из Атлантики вместо привычных представлений об адвекции тепла. Здесь кроется один из механизмов формирования крупных аномалий тепловых условий Баренцева моря, неучет которого ведет к существенным ошибкам прогнозов. Особенно значительно влияние этого механизма в те периоды, когда он развивается при низких уровнях в Баренцевом море, т. е. когда создаются условия мощного затока аномально холодных или аномально теплых вод из Атлантики. Это обстоятельство и приводит к необходимости самостоятельного учета изменчивости температуры приходящих атлантических вод. Как показали исследования [2], такая возможность имеется.

Рассмотрим связь аномалий температуры воды на III (пограничном) и VI разрезах. Общеизвестен факт, что коэффициенты корреляции при прямом сопоставлении указанных характеристик очень низки, даже в случае таких близко расположенных разрезов. Причина тому — аномалия адвективной составляющей, добавка которой за счет изменения скорости течения в общую аномалию температуры VI разреза и нарушает упомянутую связь. После вычитания этой добавки связь аномалий температуры воды III и VI разреза (и любого другого) становится очень четкой (рис. 4). Причем каждый месяц имеет свою линию регрессии.

Линейность связи свидетельствует о том, что обе оставшиеся компоненты в общей аномалии температуры воды: аномалия исходного состояния ( $\Delta T_{ucx}$ ) и аномалия, обусловленная аномалией теплового состояния атмосферы над Баренцевым морем ( $\Delta T_{a}$ ), всегда развиваются однозначно (положительная аномалия или отрицательная). График на рис. 2 позволяет рассчитать вторую компоненту через аномалию температуры воздуха и, таким образом,



Рис. 4. Связь аномалии температуры воды на III и IV разрезах (а) и III и X разрезах (б) после вычета из общей аномалии температуры воды на VI разрезе аномалии адвективной компоненты. На врезке приведена связь температур III, VI, VIII и X разрезов.

57

разделить общую аномалию температуры воды III-го разреза на две слагающие ее составляющие. Вывод крайне важен, поскольку он позволяет через вторую составляющую, всегда известную, поскольку известна аномалия температуры воздуха, рассчитать первую составляющую. Спектральная структура колебаний последней (см. рис. 1) представлена двумя цикличностями 30 и 3-4 мес.



Рис. 5. Спектральная плотность колебаний температуры воздуха ( $T_{\rm B}$ ) в губе Вайда (1), колебаний уровня ( $H - \overline{H}$ ) моря в Мурманске (2) и аномалии ( $\Delta T_{\rm a}$ ) температуры воды на III разрезе, обусловленной аномалией температуры воздуха.

Таким образом, для всех трех компонент изменчивости температуры воды в Баренцевом море были определены процессы (предикторы) их обусловливающие. Спектральная структура этих причинных процессов (рис. 5) полностью соответствует спектральной структуре следственных процессов (см. рис. 1), что позволяет записать уравнение баланса изменчивости температуры воды в спектральной форме:

$$S(\omega)_{T_{w}} + S(\omega)_{T_{a}} + S(\omega)_{\Delta T_{ucx}} = S(\omega)_{H-H} + S(\omega)_{T_{a}} + S(\omega)_{\Delta T_{a}}, \quad (1)$$

где  $S(\omega)_{T_{w}}$  — спектр колебаний температуры воды, обусловленных теплообменом с атмосферой;  $S(\omega)_{T_a}$  — спектр колебаний температуры воды, связанных с изменчивостью адвективной составляющей;  $S(\omega)_{\Delta T_{\text{исх}}}$  — спектр колебаний исходного теплового состояния водных масс, приходящих на западный пограничный разрез;  $S(\omega)_{T_{\text{B}}}$  — спектр изменчивости температуры воздуха;  $S(\omega)_{H-\overline{H}}$  — спектр колебаний уровня моря;  $S(\omega)_{\Delta T_{\text{B}}}$  — спектр 58

изменчивости аномалии температуры воздуха. При взаимном спектральном анализе временных рядов процессов левой и правой частей уравнения (1) выявлено одно чрезвычайно важное свойство механизма взаимодействия его компонент: во всех компонентах на всех частотах обнаруживается спектральная фаза, свидетельствующая о запаздывании процессов левой части, относительно процессов правой. Для пары  $S(\omega) r_{\omega}/S(\omega) r_{\rm B}$  это запаздывание по времени составило 2, 3 мес.; для пары  $S(\omega) r_{\delta}/S(\omega)_{H-\overline{H}}$  интервалы запаздывания для различных частот показаны в табл. 1. Для пары  $S(\omega)_{\Delta} r_{\rm Hex}/S(\omega)_{\Delta} r_{\rm B}$  на обеих частотах интервал запаздывания составил 3 мес. Равенство спектральных фаз на различных частотах в третьей паре процессов и их различие во второй паре не содержит противоречия, поскольку речь идет в данном случае о процессах различной природы.

Таблица 1

		30 мес.		1	12 mec.		34 мес.			
TT		· 0		ł	θ			6		
помер разреза	F	град.	ме <b>с.</b>		град.	мес.	F	град.	мес.	
VI	0,60	240	10	0,83	277	2,8	0,52	270	1	
XXIX	0,62	244	10	0,80	283	2,4	0,54	266	1.	
VIII	0,60	262	· 8	0,83	290	2,3	0,51	276	1.	
X	0,57	270	7	0,76	299	2,0	0,58	290	1	

Когерентность (F) и разность фаз (θ°) взаимных колебаний уровня моря и адвективной составляющей температуры воды в слое 0—200 м

Адвективный процесс, связанный со скоростью переноса водных масс через колебания уровня моря, имеет волновую природу, и инерционность в нем будет обусловлена временем повышения температура воды после прохождения пика скорости течения. Для каждой волны это время, естественно, свое. В процессах, связанных с передачей тепла от атмосферы в глубинные слои, инерционность будет определяться толщиной изучаемого слоя моря (в данном случае 0—200 м) и особенностями условий перемешивания водных масс. В этом случае не имеет значения с какой цикличностью воздействуют атмосферные процессы на водную массу. Важно, чтобы мощность импульса была достаточной для проникновения на всю глубину изучаемого слоя воды. После прохождения пика импульса, влияние его во всей толще вод проявится через определенный интервал времени, свойственный данному региону.

Наличие спектральной фазы в изучаемых процессах приводит к двум следствиям. С одной стороны, это обстоятельство является прогностическим признаком, позволяющим рассчитать каждую компоненту, а таким образом и явление в целом, с определенной заблаговременностью. С другой стороны, без учета фазовых сдвигов оказалось невозможным установить вид связи компонент правой и левой частей уравнения (1).

При построении регрессионных кривых для расчета первой компоненты (см. рис. 2) данные по температуре воздуха в губе Вайда брались со сдвигом назад относительно температуры воды на 2, 3 мес. Кривые (см. рис. 2) аппроксимируются пораболой вида:  $y = Ae^{B \ln x} + c$ , более крутой в области положительных значений температур воздуха. Ее вид свидетельствует о том, что процессы проникновения тепла в глубинные слои моря протекают значительно медленнее, чем процессы охлаждения водных масс. Для некоторых разрезов южной части Баренцева моря уравнения регрессии имеют вид:

 $T_{\rm III} = 0.5 \ e^{0.66 \ \ln \ (T_{\rm B}/2 + 6)} + 3.15; \qquad T_{\rm VI} = 0.5 \ e^{0.65 \ \ln \ (T_{\rm B}/2 + 6)} + 2.50;$  $T_{\rm VIII} = 0.5 \ e^{0.78 \ \ln \ (T_{\rm B}/2 + 6)} + 0.65; \qquad T_{\rm X} = 0.5 \ e^{0.67 \ \ln \ (T_{\rm B}/2 + 8)} + 0.05; \quad (2)$  $T_{\rm XXIX} = 0.5 \ e^{0.66 \ \ln \ (T_{\rm B}/2 + 6)} + 1.60,$ 

где *T* — температура воды в слое 0—200 м на разрезах; *T*<sub>в</sub> — температура воздуха в губе Вайда.

Неравномерность процессов прогрева и охлаждения водных масс приводит к нестационарности фазы во взаимодействии первой пары компонент уравнения (1). Зимой она будет уменьшаться, а летом увеличиваться. Пользуясь кривыми рис. 2, можно рассчитать среднее запаздывание температуры воды относительно температуры воздуха для каждого месяца. Для этого достаточно со среднемноголетней температурой воды данного месяца выйти на кривую регрессии и снять соответствующую ей температуру воздуха, положение которой на кривой среднемноголетнего годового хода укажет величину сдвига назад (табл. 2) относительно момента расчета.

Как уже отмечалось, в табл. 2 приведены среднемноголетние данные. Однако хорошо известно, что среднемесячная температура воздуха изменяется в довольно широком диапазоне. Например, в феврале она изменяется от —1,7 до —11,3, а в апреле и ноябре даже может изменять знак. В таких условиях процессы адвективного перемешивания естественно будут различными, в связи с этим будет изменяться и интервал запаздывания температуры воды относительно температуры воздуха для одного и того же месяца. Анализ временного хода названных характеристик за период 1953—1973 гг. показал, что, например, для зимнего периода интервал запаздывания может изменяться от одного до трех меся-

цев (установить его точнее не позволяет дискретность наблюдений). Учет этой нестационарности возможен через номограмму (рис. 6).

## Таблица 2

Месяц, для которого выполняется расчет	Сдвиг назад (мес.) по кривой хода температуры воздуха в Вайда-губе для 5 стандартных разрезов									
(прогноз) темпера- туры воды	III	VI	VIII	x	XXIX					
Январь	2,2	2,2	2,0	2,0	<b>2,</b> 2					
Февраль	2,4	2,3	1,8	2,1	2,3					
Март	2,1	1,3	1,3	1,3	1,3					
Апрель	2,4	2,0	1,7	2,0	2,0					
Май	- 1,9	2,0	2,0	2,5	2,0					
Июнь	2,0	2,5	2,2	2,1	2,5					
Июль	2,3	<b>2</b> ,3	2,1	1,5	2,3					
Август	2,2	2,1	2,0	1,1	2,1					
Сентябрь	2,0	2,2	2,0	2,0	<sup>•</sup> 2,2					
Октябрь	2,0	3,0	1,7	2,1	3,0					
Ноябрь	1,9	2,6	1,8	2,0	2,6					
Декабрь	1,9	2,4	2,1	2,0	2,4					

### Величина сдвига назад по температуре воздуха в Вайда-губе относительно момента расчета температуры воды в слое 0—200 м

Номограмма построена следующим образом. В поле координат температура воздуха — интервал запаздывания, для каждого месяца были найдены две точки. Одна точка соответствует среднемноголетним значениям среднемесячной температуры воздуха в губе Вайда и среднемесячного интервала запаздывания температуры воды (см. табл. 2). Другая — минимальной температуре воздуха и минимальному интервалу запаздывания, равному одному месяцу для всех зимних месяцев. Эти точки были соединены прямой линией и определен угол ее наклона. Для каждой линии он оказался свой. Поскольку первая точка статистически обоснована, а вторая носит элемент условности из-за некорректности задания минимального интервала запаздывания, представилось целесообразным рассчитать средний угол наклона прямых по всем месяцам и под этим углом провести новые линии через первую точку каждого месяца (см. рис. 6). С их помощью при расчете температуры воды для зимних месяцев уточняется интервал сдвига назад по температуре воздуха в губе Вайда относительно момента расчета температуры воды на VI разрезе. С помощью табл. 2 и рис. 6

таким образом можно учесть нестационарность процессов при расчете первой компоненты изменчивости температуры воды в Баренцевом море. Основным расчетным графиком является рис. 2. Вторая компонента рассчитывается через колебания уровня

в Мурманске. Способ ее выделения подробно изложен в работах [3, 2]. При построении регрес-



Рис. 6. Зависимость интервала запаздывания среднемесячной температуры воды в слое 0-200 м на VI разрезе от среднемесячной температуры воздуха в губе Вайда на момент расчета для зимних месяцёв.

сионной связи здесь использована спектральная регрессия [5], ибо. как уже отмечалось, прямые сопоставления временных рядов исследуемых элементов не приводят к результату из-за наличия спектральной фазы во всех спектральных составляющих полициклического процесса колебаний адвективной компоненты (см. табл. 1). Суть метода сводится к нахождению углового коэффициента линейной регрессии через спектры входного (уровень) и выходного (адвективная компонента) процессов.

Как показали исследования, эти коэффициенты для большинства разрезов неодинаковы у различных составляющих (табл. 3).

Выражение для расчета изменений температуры воды за счет адвективной составляющей записывается в следующем виде:

$$T_a = \sum_{n=3} \pm b \cdot \Delta H \qquad (3)$$

где  $\Delta H$  — отклонение уровня моря от среднемноголетнего значения, см. Коэффициент *b* выбирается из табл. З для соответствующего случая. Знак поправки определяется по знаку отклонения уровня.

Анализируя коэффициенты табл. 3, можно заметить одну осо бенность. По мере удаления от западного пограничного разреза увеличивается влияние адвективных изменений температуры воды главным образом, за счет увеличения роли длинноволновых со ставляющих. Это приводит к перераспределению роли различных компонент, формирующих тепловые условия моря в его западной и восточной частях.

В практических расчетах учет спектральных составляющи: адвективной компоненты осуществляется раздельно через свој угловой коэффициент. Для этой цели исходный временной ря, 62 колебаний уровня (см. рис. 1) раскладывается на элементарные колебания по соответствующим полосам частот с помощью фильтрующей функции с различными ядрами сглаживания. Для выделения колебаний 3—4 месячной цикличности можно рекомендовать ядро сглаживания: 0,04; 0,26; 0,40; 0,26; 0,04. Выделение 12-месячной цикличности осуществляется путем скользящего осреднения фильтрованного ряда по 12 членам. Колебания 30-месячной цикличности выделяются как остаточный член. Каждая составляющая адвективной компоненты рассчитывается с учетом фазового сдвига согласно табл. 1.

Таблица З

		Цикличность, мес.	·
Номер разреза	30	12	34
VI	0,031	0,031	0,031
XXIX	0,067	0,031	0,031
VIII	0,067	0,043	0,031
X	0,117	0,067	0,036

Угловые коэффициенты (b) линейной регрессии для расчета адвективных изменений температуры воды по изменениям уровня в Мурманске

Исследование нестационарности адвективной компоненты было проведено путем анализа частотно-временной ( $S \omega, t$ ) и двухчастотной ( $S \omega, \Omega$ ) спектральных плотностей колебаний уровня и адвективной компоненты, а также изменений во времени когерентности ( $F \omega, t$ ) и фазы ( $\theta \omega, t$ ) взаимных колебаний обоих элементов. Расчеты названных параметров выполнены на основе метода скользящего корреляционного преобразования реализаций, который подробно изложен в работах [6, 7].

Расчет частотно-временного спектра долгопериодных колебаний уровня и температуры воды выполнен при интервале осреднения 108 мес. и интервале скольжения 12 мес. (рис. 7). На рис. видно, что амплитуда колебаний на частоте около 6,28 рад/год 30 мес.) на протяжении исследуемого периода изменилась почти вдвое, что привело к когерентным изменениям температуры воды с некоторым запаздыванием по фазе. Это запаздывание, как уже отмечалось, определяется спектральной фазой, значение которой для исследуемых рядов в квазистационарном приближении по всем спектральным составляющим показано в табл. 1. Однако, как следует из рис. 8, внутри расчетного интервала фаза взаимных колебаний исследуемых процессов может существенно изменяться. Особенно это касается цикличности 3—4 мес. Анализируя временной ход когерентности (рис. 9; расчет выполнен при





интервале осреднения 5 лет и интервале скольжения 6 мес.), можно заметить, что максимальная когерентность в диапазоне указанных цикличностей значительно «плавает» по частоте, что будет приводить к ошибкам при ее расчете. Учитывая, что вклад этой составляющей в изменчивость температуры адвективной компоненты наименьший [1], иногда целесообразно ею пренебречь, особенно в тех случаях, когда она выражена не ярко.



Рис. 8. Изменение во времени спектральной фазы  $\theta(\omega, t)$  на сечениях по частотам 2,52; 6,28 и 15,7 рад/год во взаимных колебаниях уровня моря и адвективной компоненты температуры воды.

В двух других составляющих фаза более устойчива, но и здесь проблема учета ее нестационарности имеет важное практическое значение, что можно проиллюстрировать на примере 12-месячной цикличности. Из рис. 8 видно, что в начальный период времени, до 1959 г., запаздывание колебаний температуры относительно колебаний уровня составило всего лишь один месяц ( $\approx 210^{\circ}$ ). Затем на протяжении 1960—1961 гг. фаза значительно возросла ( $\approx 270$ —280°), и запаздывание увеличилось до 3 мес. Затем оно снова уменьшилось до 2 мес. В этих условиях использование единой спектральной фазы (см. табл. 1) будет с неизбежностью приводить к некоторым ошибкам расчета и тем более прогноза этой составляющей, за счет неверного учета фазового сдвига в консретные периоды времени.

Указанные колебания спектральной фазы осуществляются определенными цикличностями. Определить их позволяет двухнастотная спектральная плотность (рис. 10). Из рисунка (значение спектральной плотности дается в условных единицах) видно, то, например, в колебаниях спектральной плотности на частоте 1,26 рад/мес. (период 30 мес.) обнаруживаются цикличность около



Рис. 9. Функция когерентности  $F(\omega, t)_{VI/H}$  взаимных колебаний уровня моря в Мурманске и адвективной компоненты температуры воды на частотах 6,28 и 15,7 рад/год в слое 0—200 м на VI разрезе.

8—11 лет и годовая; на частоте 0,52 рад/мес. — трехлетняя цикличность; на частоте 1,43 рад/мес. — трехлетняя и полугодовая. Эти же цикличности обнаруживаются и в изменениях спектральной фазы. При практических расчетах для составляющей 30 мес. достаточно учесть тенденцию изменения фазы в рамках цикличности 8—11 лет, а для составляющей 12 мес. — в рамках цикличности 8—11 лет, а для составляющей 12 мес. — в рамках трехлетней цикличности. Это значит, что на каждый год для этих цикличностей может быть установлена своя фаза (интервал запаздывания) путем экстраполяции изменения спектральной фазы на соответствующей частоте. Для 1977—1978 гг. эти характеристики оказались близки к средним значениям (см. табл. 1).

Третья компонента рассчитывается через аномалию температуры воздуха. При построении регрессионной зависимости для III разреза значение аномалии температуры воздуха в губе Вайда бралось со. сдвигом назад относительно аномалии температуры воды на 3 мес. Для практических целей оказалось удобней связать аномалию исходного теплового состояния водной массы ( $\Delta T_{ucx}$ ) не непосредственно с аномалией температуры воздуха ( $\Delta T_{\rm B}$ ), а с обусловленной ею аномалией температуры воды ( $\Delta T_a$ ). Общая аномалия температуры воды III разреза была разделена на два синхронных ряда ( $\Delta T_{\rm HCX}$  и  $\Delta T_{\rm a}$ ), которые сопоставлены

де



Рис. 10. Двухчастотиая спектральная плотность  $S(\omega, \Omega)$  колебаний адвективной компоненты температуры воды в слое 0—200 м на VI разрезе.

между собой. Предварительно оба ряда были отфильтрованы от зысокочастотной составляющей с помощью приведенной ранее зесовой фильтрующей функции. Действительно, для цикличности 3—4 мес. амплитуды колебаний обоих компонент малы и близки между собой в то время, как амплитуды колебаний на 30-месячной цикличности существенно различны. На рис. 11 представлен уточненный относительно [2] график связи двух аномалий, который ппроксимируется пораболой вида:

$$\Delta T_{\text{Mex}} = S(x) [0.91 \cdot (|\Delta T_a| + 0.87)^2 - 0.66], \qquad (11)$$

$$S(x) = \begin{cases} 1 \text{ при } \Delta T_a > 0 \\ -1 \text{ при } \Delta T_a < 0 \end{cases}$$

Разрыв функции обусловлен неоднозначностью связи в районе нулевых значений  $\Delta T_a$  при переходе процесса из области положительных значений в область отрицательных и обратно. Это означает, что когда процессы развиваются в области отрицательных аномалий необходимо пользоваться нижней ветвью пораболы



Рис. 11. Связь аномалии исходного состояния температуры воды ( $\Delta T_{\text{исх}}$ ) и аномалии температуры воды ( $\Delta T_a$ ), обусловленной аномалией температуры воздуха на западном пограничном разрезе.

даже если имел место незначительный переход через ноль величинь  $\Delta T_{a}$ . И только тогда, КОГДЯ процесс окончательно перешел в область положительных анома лий, нужно перейти на верхнюк ветвь пораболы. Помогает приняти решение по переходу С одноі ветки параболы на другую хроно лог**ичес**кий график хода обоих элементов и общей аномалии тем пературы воды на III разрезе.

По аномалии исходного тепло вого состояния водной массы на III разрезе рассчитывается соответ ствующая ей поправка на лю бом другом разрезе через графии на рис. 4. Нестационарность третьеі компоненты частично учитываетс: через использование своей линии регрессии и для каждого месяца (см. рис. 4) и нелинейность связи (см. рис. 11).

В общем виде уравнение для расчета температуры воды на стандартных разрезах южной части Баренцева моря будет имет вид:

$$T = (A \cdot e^{B \ln T_{\rm B}} + c) + \sum_{n=3} B \cdot \Delta H + S(x) [0,91(|\Delta T_{\rm a}| + 0,87)^2 - 0,66 + d],$$
(5)

где T — расчетная температуда воды в слое 0—200 м;  $T_{\rm B}$  — сред немесячная температура воздуха в губе Вайда;  $\Delta H$  — отклонени уровня моря в Мурманске на соответствующей цикличности; AB, cd — константы (см. рис. 4).

На основе этого уравнения не составляет труда записать урак нения для расчета температуры воды на любом разрезе [2] В оперативной работе удобнее пользоваться графиками рис. 2, 4 6, 11 и табл. 1, 2, 3.

Изложенный метод позволяет прогнозировать температур воды в слое 0—200 м с различной заблаговременностью. Рассмо рим основные варианты расчета на примере разреза VI.

#### Схема расчета температуры воды в слое 0-200 м на VI разрезе при наличии наблюдений на III разрезе

расчета, год,	я температуры Ia III разр.	я температуры на VI разрезе, 10 графику	Аномалия адвективной компоненты $\Delta H = H_{\text{набл}} - H_{\text{ср. мес}}$ Поправка темпера- для цикличностей, см цикличностей						ая температура рас (3+7+8+9)	расчета, Δ <i>Т</i>
Время месяц	Аномали: воды н <i>Т</i> <sup>w</sup> III	Аномали воды н $T_{w_{VI}}$ , п рис. 4	30 мес.	12 мес.	3—4 мес.	30 мес.	12 мес.	3—4 мес.	Расчетна воды, 7	Ошибки
1	2	3 ·	4	5	6	7	8	9	10	11
966 Лай 967 Іскабрь	2,90 5,48	1,87 4,45	-6,0 1,0	-8,0 1,0	1,0 3,0	-0,18 0,03	0,24 0,03	<b>0,03</b> 0,09	<b>1,48</b> 4,60	-0,22

Расчет температуры воды на разрезах в южной части Баренева моря по наблюдениям на III разрезе. Выполняется он в том лучае, когда необходимо оценить тепловое состояние моря по анным только одного разреза. Расчет ведется по схеме (табл. 4) помощью графика рис. 4 (см. врезку) и графика временного

ода отклонений уровня моря в Мурманске ( $\Delta H = H_{\text{набл.}} - I_{cp. \text{мес.}}$ ), разложенного на спектральные составляющие. Временой сдвиг назад по кривым уровня выбирается из табл. 1.

Схема весьма эффективна. Ошибки расчета не выходят за преелы 1/10 интервала природной изменчивости. С такой же точостью может быть рассчитана аномалия температуры воды через эафики рис. 4.

Прогноз температуры воды с заблаговременностью до 3 месяев. Выполняется он по полной схеме (табл. 5) с помощью граиков рис. 2, 4, 11, графиков временного хода отклонений уровня оря в Мурманске ( $\Delta H = H - H_{\rm cp.\ многол.}$ ), разложенного на спекральные составляющие, и временного хода среднемесячной темературы воздуха в губе Вайда и ее аномалии. Временной сдвиг зад по кривой временного хода уровня выбирается из табл. 1; ) кривой временного хода температуры воздуха — из табл. 2; по ривой аномалии температуры воздуха берется равным 3 мес. асчет ведется по схеме (табл. 5). В полном виде таблица испольется только в расчетной схеме, когда нужно оценить тепловое истояние моря, не имея наблюдений. В прогностической схеме иключается колонка 9. Предельная заблаговременность прогноза

Таблица 5.

	1 ·		Расчет второй компоненты, Та					Расчет третьей компоненты, $\Delta T_{\rm исх}$					<u> </u>			
	Расчет вой ко ненть	т пер- омпо- а, <i>Т</i> <sub>w</sub>	∆ <i>H=H — Н</i> ср. многол, для цикличностей			Поправка темпера- туры воды, б Т, для цикличностей		туры	rypы Bo-		аженная Ізрезе		Гисх	гература		
Время расчета, год, месяц	Температура воздуха, $T_{\rm B}$	Температура воды (график рис. 2)	30 мес.	12 мес.	3—4 мес.	30 мес.	12 мес.	3—4 мес.	Аномалия темпера воздуха, $\Delta T_{ m B}$	Аномалия темпера ды, $\Delta T_{ m a}$	Колонка ΔT <sub>a</sub> , cri фильтром	<u> </u>	ΔТ <sub>исх</sub> на VI раз (график рис. 4)	$T_{w_{\text{pac}}} = T_w + T_a + \Delta$	Наблюденная теми воды	Ошибки расчета
196 <b>2</b>															i.	
Март	-5,6	3,34	-1,0	9,5	-3,4	0,03	0,28	-0,10	-0.9	-0,13	-0,01	-0,11	-0,26	3,29	3,5 <b>7</b>	0,28
Апрель	5,2	<b>3</b> ,35	1,8	1,8	-2,3	0,05	0,06	-0,07	0,3	0,04	-0,01	-0,11	0,17	3,22	3,10	-0,12
1966									1 <u>1</u>							
Январь	-1,4	3,42	-4,0	4,0	2,0	-0,12	0,20	0,06	-1,0	-0,11	-0,12	0,24	0,49	2,99	<b>3,0</b> 0	0,01
Февраль	-4,6	2,78	-5,0	6,0	0	-0,16	0,18	0	2,1	-0,27	-0,20	0,35	0,53	2,27	<b>2,</b> 50	0 <b>,2</b> 3

Схема прогноза температуры воды в слое 0-200 м на VI разрезе-

в рамках данной схемы определяется исходя из фазовых сдвигов, характерных для расчетного периода, и может колебаться от 1 до 3 мес.

Прогноз температиры воды с заблаговременностью до года. Данный прогноз выполняется по комбинированной схеме. Первая компонента учитывается через ее среднегодовой ход. Во второй компоненте 12-месячная цикличность учитывается также через ее среднемноголетний годовой ход, а 30-месячная цикличность рассчитывается непосредственно по фазовому сдвигу, который для VI разреза составляет интервал 10 месяцев (табл. 2). В третьей компоненте первые три месяца прогнозируются через фазовый сдвиг, а далее экстраполируются по периоду 30 мес. с помощью специального шаблона (о нем несколько позднее). Заблаговременность прогноза по данной схеме будет определяться возможностями экстраполяции третьей компоненты. Данная схема хороша гем, что она позволяет существенно увеличить заблаговременность прогноза и. при этом, практически исключает ошибку предсказания аномалии температуры воды, поскольку составляющие 30-месячной цикличности во второй и третьей компонентах, главным эбразом, формирующие эту аномалию, предсказываются достагочно уверенно.

Сверхдолгосрочный прогноз на перспективу до 5 лет. Основанием для разработки подобного прогноза является наличие слецующих закономерностей. Как известно, среднегодовая темперагура воздуха над Баренцевым морем изменяется в пределах чуть более двух градусов [9]. Примерно в таком же диапазоне изменяется и температура воды в слое 0-200 м в районе западного гограничного разреза. Совершенно очевидно, что подобные изменения температуры воздуха не могут явиться причиной указанных изменений температуры воды. Основываясь на графиках рис. 2, ложно показать, что изменение температуры воздуха на 2° может привести к изменениям температуры воды слоя 0-200 м всего ишь на 0,2-0,3°С. Отсюда следует, что первая компонента не ложет явиться причиной формирования крупных аномалий темпеатуры воды в Баренцевом море. Не может ею быть и вторая комюнента, поскольку и здесь предельные годовые изменения темтературы воды не превышают 0,3°.

Исследования показывают, что главной причиной межгодовых солебаний температуры воды в Баренцевом море являются ее ізменения в третьей компоненте. Данное обстоятельство имеет ажное практическое значение, поскольку позволяет сосредотоить внимание при разработке методики сверхдолгопериодного ірогноза только на одной компоненте, что весьма упрощает реиение задачи, Предпосылкой для разрешения этой задачи явияется наличие в этой компоненте долгопериодных циклов изменивости с периодами 30 мес. и 8—11 лет. Экстраполяция развиия процессов по этим компонентам позволяет произвести оценку еплового состояния водных масс на длительную перспективу.




Рассмотрим график рис. 12. Обсуждаемые составляющие изменчивости аномалии температуры воды на III разрезе представлены на графиках рядами 2 и 3. Технология их выделения обсуждалась ранее. На исследуемом интервале времени в период с 1953 по 1962 г., аномалия температуры воды, обусловленная трендовой составляющей, не имеет сколько-нибудь существенного значения и в подобные периоды в прогнозах и расчетах тепловых условий может не учитываться. Однко в последующий период неучет этой составляющей уже будет приводить к существенным ошибкам расчета. Мало того, на отдельных временных интервалах, как, например, в периоды 1963—1967 гг., или 1976—1979 гг. вклад ее в формирование аномалий тепловых условий моря может быть определяющим. Поэтому, для правильной ориентировки в развитии процессов необходимо при прогнозировании постоянно следить за развитием аномалии температуры на III разрезе через построение временных графиков вида, представленного на рис. 12. Именно по этому графику и осуществляется экстраполяция данных на перспективу. При этом трудностей экстраполяции трендовой составляющей на несколько лет вперед не возникает из-за ее инерционности.

Что касается 30-месячной цикличности, то при неустойчивости как по периоду цикла, выражающейся в его увеличении до 36 мес., так и по амплитуде колебаний в циклах, появилась необходимость более строгого учета этой нестационарности и формализации операции экстраполяции в прогностической схеме. Наиболее просто эта задача может быть решена через аппроксимацию кривой 3 (рис. 12) разложением вида:

$$\Delta T = \sum_{i=1}^{n} A_i \sin(\omega_i t + \varphi).$$

Причем с точностью, вполне достаточной для практических целей, можно ограничиться суммой двух синусоид (*n*=2) с параметрами:

ω1=30 мес.;	$A_1 = 0,40^{\circ};$	$\phi_1 = 0;$	<i>t</i> =1 мес.
ω <sub>2</sub> =36 мес.;	$A_2 = 0,20^{\circ};$	$\varphi_2 = 0.$	

На практике удобно пользоваться шаблонами, построенными в масштабе рабочего графика (рис. 12), который совмещается оптимально с исходным рядом, и с помощью которого осуществляется экстраполяция исходного ряда на перспективу. Масштабы рабочих графиков и шаблона можно рекомендовать следующие: по времени: 1 мм=1 мес.; по аномалии температуры воды: 1 см= $0,2^{\circ}$ .

Подводя итог изложенному, можно констатировать, что выполненный анализ и оценка основных физических процессов, формирующих тепловой и динамический режим Баренцева моря, и разработанная на этой основе методология расчета и прогноза температуры воды, позволяют вести прогнозирование теплового состояния водных масс на перспективу, как ближнюю, так и дальнюю, последовательно вводя коррективы в прогноз при переходе от больших заблаговременностей к малым. Оперативный работник, имея перед собой необходимые вспомогательные графики временного хода различных элементов (температуры воздуха и ее аномалии, уровня моря, фактической температуры воды и ее аномалии на западном пограничном разрезе), может следить за развитием процессов, оперативно вводя соответствующие поправки в ту или иную компоненту.

Для оперативного использования метода разработаны методические рекомендации, на основе которых разрабатываются оперативные прогнозы, которые используются в повседневной работе рыбной промышленностью в опытном порядке.

Оценка надежности метода расчета и прогноза температуры воды в Баренцевом море по схеме 2 проводилась в Ленинград-



Рис. 13. Функция распределения ошибок прогноза температуры воды в слое 0—200 м на VI разрезе по результатам разработки 288 прогнозов. ском гидрометеорологическом институте В. В. Крыловой при vчастии автора статьи в 1977 г. Результаты расчетов этих были представлены в совместном докладе на IV Всесоюзной конференции по промысловой океанологии. С целью проверки, на период 1953—1976 г. было выполнено 288 прогнозов, из которых 132 явились зависимыми (метод разработан по материалам наблюдений в период с 1953 по 1963 гг.) и 156 независимыми. Проверочные прогнозы В данном случае были выполнены без учета нестационарности процессов и показали, что число больших ошибок (более

1/5 природной амплитуды изменений) не превышает 10% от общего числа составленных прогнозов (рис. 13, кривая 1). Учет нестационарности только в первой компоненте, с использованием номограммы (рис. 6) приводит к резкому улучшению результата (рис. 13, кривая 2), и что, самое важное, не только к уменьшению абсолютной величины максимальных ошибок прогноза, но и общему снижению вероятности больших ошибок.

Аналогичная проверка метода была выполнена в 1981 г. в отделе морских прогнозов Мурманского УГКС Л. И. Боровой на базе тех же методических рекомендаций без участия автора. Функция распределения ошибок расчета, построенная по данным проверки, согласуется с таковой, представленной (на рис. 13), кри-74 вая 1, за исключением области максимальных расхождений. Согласуются с предыдущими расчетами так же и результаты расчетов, выполненные автором с учетом нестационарности в первой ее компоненте. Небольшие отклонения в сторону меньших величин имели место в области максимальных расхождений.

Анализ расчетов показывает, что природа больших ошибок кроется именно в нестационарности первой компоненты, поскольку интервал инерции в ней существенно изменяется в зависимости от среднемесячной температуры воздуха, которая, как было показано, испытывает значительные колебания.

Проверка возможностей прогностической схемы 3 была выполнена на основе сопоставления с натурой двух прогнозов температуры воды в Баренцевом море годовой заблаговременности, выполненных, один — в сентябре 1977 г. на период 1977—1978 гг. и другой — в мае на период 1979—1980 гг. Первый был представлен на IV (Мурманск), а второй — на V (Калининград) Всесоюзные конференции по промысловой океанологии. При этом в обоих случаях была предсказана крупная, близкая к экстремальной, отрицательная аномалия температуры воды, которая хорошо оправдалась. Анализ результатов свидетельствует о том, что в обоих случаях имеет место хорошее согласие прогнозируемых и фактических значений температуры воды в первую половину прогнозируемого годового периода и увеличение расхождений, при сохранении характера предсказанной аномалии, во вторую половину прогнозируемого периода. Немонотонный рост ошибки прогноза говорит о том, что связано это с неучетом нестационарности пропессов.

В последующие годы данная схема прогноза использовалась при практических расчетах оценки развития тепловых процессов на длительную перспективу, только как вспомогательная. Основной же прогноз давался по схеме до 5 лет.

28 апреля 1981 г., по просьбе руководства ВРПО «Севрыба», на Промысловом Совете объединения автором был представлен детальный доклад о развитии тепловых процессов на Баренцевом море в 1981 г. и до конца пятилетки. Прогноз был представлен в виде графика временного хода возможных изменений температуры воды. В качестве исторической информации для наложения шаблона был использован участок временного ряда 30-месячной компоненты аномалий температуры воды на III разрезе за предыдущие 10 лет (рабочий график исходных временных рядов ведется с 1951 года). Трендовая (квазиодиннадцатилетняя компонента) экстраполировалась линейно, с учетом общего хода развития аномалии температуры воды в долгопериодной компоненте (рис. 12, кривая 2). Точка перегиба на нисходящую ветвь в квазиодиннадцатилетнем цикле была отнесена на 11 лет вперед от аналогичной точки предыдущего цикла (конец 1973 г.), на середину 1984 г. и, исходя из логики временного хода аномалии этой компоненты, была отнесена к тому же уровню аномалии,

что и предыдущая. В эту точку, от точки момента прогноза, т. е. апреля 1981 г., и была линейно проэкстрована аномалия в 11-летнем цикле. На эту линию была наложена с помощью шаблона и проэкстраполирована до 1985 г. аномалия в 30-месячном цикле.

В следующем 1982 г., 28 апреля на том же Промысловом Совете, автором статьи был выполнен анализ наблюдавшихся тепловых процессов за прошедший год на фоне представленного в 1981 г. прогноза, и вновь была дана оценка их развития на перспективу. Корректировки прогноза за 1981 г. практически не потребовалось. Предсказанные основные тенденции развития тепловых процессов на бассейне, как следует из сопоставления прогнозируемого и фактического хода аномалии температуры воды слоя 0-200 м, хорошо оправдываются и в настоящее время.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Суставов Ю. В. Метод расчета температуры воды в южной части Баренцева моря на основе раздельного учета теплового взаимодействия с атмосферой и адвекции тепла течениями. - Труды ААНИИ, т. 321, 1975, c. 133-142.
- 2. Суставов Ю. В. Физико-статистическая модель изменчивости температуры воды Баренцева моря и метод расчета и прогноза ее компонент. — Труды ГОИН, 1978, вып. 147, с. 34—44.
- 3. Суставов Ю. В. Учет адвекции тепла течениями в прогнозах теплового состояния водных масс незамерзающей части Баренцева моря. — В кн.: Промыслово-океанографические прогнозы и расчеты. Обзорная информа-ция. Сер. 9. — М.: изд. ЦНИИ ТЭИРХ, 1973, с. 52—53. 4. Натоп В. V., Наппап Е. J. Estimating Relations between Time Series. —
- J. Geophys. Res., 1963, vol. 68, N 21, p. 6033-6042.
- 5. Герман В. Х. Спектральный метод построения уравнений регрессии для расчета непериодических колебаний уровня моря. - Метеорология и гидрология, № 7, 1976, с. 65—72.
- 6. Рожков В. А., Суставов Ю. В., Микулинская С. М., Клеванцов Ю. П., Трапезников Ю. А. Приложение методов теории нестационарных вероятностных процессов к анализу структуры и динамики океанологических процессов. Обнинск, 1972. - 71 с.
- 7. Суставов Ю. В., Клеванцов Ю. П. Внутренние волны как нестационарный вероятностный процесс. — Труды ГОИН, вып. 122, 1974, с. 22—37. 8. Крылова В. В., Суставов Ю. В. Оценка эффективности физико-ста-
- тистического метода прогноза температуры воды Варенцева моря. Те-зисы доклада на IV Всесоюзной конференции по промысловой океанологии. — Мурманск: изд. ПИНРО, 1977, с. 49—50.
- 9. Мухин А. И. Тепловое состояние вод южной части Баренцева моря в 1948-1973 гг. — Труды ПИНРО, вып. XXXV, 1975, с. 71—82.

УДК 551.511.3

#### А. С. КАРТАШОВ (ЛГМИ)

## К РАСЧЕТУ ХАРАКТЕРИСТИК ЭНЕРГООБМЕНА ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ

Граница раздела океана и атмосферы является сложной термодинамической системой, в которой непрерывно протекают разнообразные по физической природе процессы, переносящие энергию из одной области системы в другую. Обмен энергией происходит здесь во всех возможных для термодинамической системы формах: механической энергии, теплоты, массы. Механическая энергия, передаваемая ветром поверхности океана, распределяется между волновым и поступательным движением поверхности. Теплота может пересекать границу раздела в виде явного тепла, но это не исчерпывает возможностей теплообмена. Бо́льшую часть тепла атмосфера отнимает с поверхности океана в процессе испарения, запасая его в виде энергии водяного пара, и неменьшая часть тепла уносится с поверхности в виде длинноволнового излучения. В настоящее время все упомянутые процессы обмена энергией получили теоретическое или полуэмпирическое обоснование и могут быть описаны количественно.

Одной из главных проблем при практических расчетах энергообмена является незамкнутость уравнений турбулентного пограничного слоя атмосферы. Теория подобия, при использовании ее для расчетов по стандартным метеоданным, приводит к необходимости введения параметра шероховатости - величины, чрезвычайно трудно поддающейся параметризации. И это понятно, так как для соблюдения подобия необходимо все основные особенности конфигурации и движения подстилающей поверхности выразить в единственном параметре. С параметром шероховатости связаны турбулентные потоки тепла и влаги: во-первых,  $z_0$ входит непосредственно в расчетные формулы и, во-вторых, поскольку с формальной точки зрения параметр шероховатости представляет собой нижнюю границу автомодельности приводного слоя, необходимо знать значения температуры и влажности на этой границе. Анализ определяющих параметров показывает [1], при установившемся волнении, параметр шероховатости, что, а также смещения температуры  $\delta \theta$  и влажности  $\delta q$  в пределах слоя шероховатости являются автомодельными и в масштабах длины  $\lambda = u_*^2/g$ , температуры  $T_* = -H/\kappa c_p \rho u_*$  и влажности  $q_* = -E/\kappa_0 u_*$  определяются универсальными функциями числа Рейнольдса,  $Re = u_* \lambda/v$ ,  $(z_0 = \lambda f_1(Re), \delta \theta = T_* f_2(Re), \delta q = f_3(Re)$ . Поскольку вид функций  $f_1(Re), f_2(Re), f_3(Re)$  в настоящее время неизвестен, параметр шероховатости определяется в приближении  $f_1(Re) = \text{const}$  (формула Чарнока), а смещениями  $\delta \theta$  и  $\delta q$  пренебрегают. Расхождения в значениях константы в формуле Чарнока, определенных разными авторами, достигают порядка величины [2].

При изучении данного вопроса складывается впечатление, что той исходной приземной информации, которая привлекается для расчетов, недостаточно. Исходный набор данных — скорость ветра, влажность, температура воздуха и воды — необходимо дополнить таким естественным параметром, который бы по самой своей физической природе был связан с аэродинамическими свойствами подстилающей поверхности и использование которого исключало бы появление такой трудноопределимой характеристики как пара-

метр шероховатости. Представляется, что такие возможности содержит в себе поле атмосферного давления, тесно связанное с ветром и, следовательно, с аэродинамикой подстилающей поверхности. Попытка решения такой задачи приводится в п. 1.

Не менее важной проблемой является расчет термических эффектов на границе раздела, связанных с охлаждающим действием испарения и излучения. Потери тепла с поверхности океана в виде этих двух форм энергии приводят к понижению температуры непосредственно на границе раздела, а поскольку конвективные и турбулентные движения в непосредственной близости от границы раздела как в воде, так и в воздухе, подавляются вязкостью, теплообмен здесь затруднен, в результате чего в обеих средах создаются сильные температурные неоднородности — до 1—2° К [3, 4], быстро исчезающие в пределах сантиметрового слоя в воде, в воздухе этот эффект нужно измерять миллиметрами. При расчете эффекта охлаждения поверхности океана испарением и излучением ключевой вопрос состоит в том, каким способом задать поток тепла на границе раздела? Можно взять некоторый пограничный слой воды, определить в нем средний поток тепла и затем стянуть его к границе раздела, но, поскольку характер перемешивания в воде, в приповерхностных слоях, изучен еще недостаточно, такой подход встречается с большими трудностями. Второй способ состоит в том, чтобы получить поток тепла на границе, стягивая к ней пограничный слой воздуха. Такая возможность основана на обстоятельстве, на которое до сих пор не обращалось внимания. Оно состоит в том, что в воздухе, как и в воде, имеется пограничная холодная пленка, градиент температуры в которой формируется при участии испарения и излучения. Пленка эта подстилает автомодельный приводный слой атмосферы, изученный достаточно хорошо. Реализация указанной возможности и соотношения для расчета холодной пленки в воздухе, температура на нижней границе которой равна температуре поверхности воды, излагаются в п. 2.

## 1. Определение напряжения трения ветра с использованием атмосферного давления

Рассмотрим уравнение движения планетарного пограничного слоя атмосферы, допуская, как это обычно делается, существование таких масштабов осреднения поля скорости ветра, при которых пограничный слой проявляет свойства стационарности и горизонтальной однородности:

$$\rho(\vec{f} \times \vec{V}) + \nabla P = \frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z}, \qquad (1)$$

с граничными условиями: при z=0,  $\vec{V}=0$ ; при  $z \to \infty$ ,  $\vec{V} \to \vec{V}_g$ ,  $\rho(\vec{f} \times \vec{V}_g) = -\nabla P$ . Здесь  $\vec{f}$  — параметр Кориолиса,  $\rho$  — плотность 78

воздуха,  $\vec{V}$  — скорость ветра, P — атмосферное давление,  $\vec{\tau}$  — поток импульса.

Производная потока импульса в правой части (1) выражает силу трения. Это общее выражение сил трения, не отражающее их конкретной физической природы — молекулярной или турбулентной, поэтому уравнение (1) справедливо и для турбулентного ядра и для вязкобуферного слоя, подстилающего турбулентный, что позволяет задать граничные условия на z=0. При решении уравнения (1) мы не будем выходить за рамки таких обобщенных представлений о силах трения и найдем, прежде всего, обобщенное количественное выражение для потока импульса.

Пусть в полупространстве декартовых координат, ограниченном положительной частью оси z, имеется течение, скорость которого  $\vec{V}_g$  во всех точках одинакова и направлена параллельно плоскости XOУ. Остановим связанную с течением плоскость z=0, удерживая ее силой, распределенной с поверхностной плотностью  $\vec{\tau}$ , против сил трения. Тогда относительно бесконечно удаленной  $(z \to \infty)$  сопутствующей течению системы координат, движущейся со скоростью  $\vec{V}_g$ , любой элемент плоскости z=0 за время dt смещается на величину  $d\vec{r}(\vec{r} - радиус-вектор)$ , при этом силы, приложенные к ней, совершают работу  $\vec{r}/d\vec{r}$ . Эта работа численно равна энергии, сообщаемой единичному элементу удерживаемой поверхности силами трения, и отнесенная к промежутку времени dt, представляет собой поток энергии трения через неподвижную поверхность:

$$T_0 = \frac{\vec{\tau} \cdot d\vec{r}}{dt} = \vec{\tau} \cdot \vec{V}_g.$$
 (2)

Любая другая плоскость z>0 движется относительно бесконечно удаленной сопутствующей системы координат со скоростью  $d\vec{r}/dt = \vec{V}_g - \vec{V}$ , поэтому поток энергии трения через любую плоскость z>0 определится в виде:

$$T = \vec{\tau} \cdot (\vec{V}_g - \vec{V}). \tag{3}$$

Продифференцируем (3) по вектору скорости:

$$\frac{\partial T}{\partial \vec{V}} = \frac{\vec{\partial \tau}}{\partial \vec{V}} \cdot \vec{V}_g - \frac{\vec{\partial \tau}}{\partial \vec{V}} \cdot \vec{V} - \vec{\tau}.$$
 (4)

Поток импульса т должен быть величиной инвариантной относительно параллельного переноса системы отсчета, иными словами, его значение не должно зависеть от того, определяем ли мы его

ставляющих вектора  $\partial \Gamma / \partial V$  противоположны. В этом можно убев неподвижной системе координат или же в движущейся со скоростью течения  $\vec{V}$ . Это означает, что  $\vec{\tau}$  может зависеть от каких угодно производных скорости по вертикали, но только не от самой скорости  $\vec{V}$ , т. е.  $\partial \vec{\tau} / \partial \vec{V} = \partial \tau_x / \partial u + \partial \tau_y / \partial v = 0$ , при этом

$$\vec{\tau} = -\frac{\partial T}{\partial \vec{V}}.$$
 (5)

С учетом последнего равенства условие независимости  $\vec{\tau}$  от  $\vec{V}$  сводится к уравнению Лапласа:

$$\frac{\partial \tau_x}{\partial u} + \frac{\partial \tau_y}{\partial v} = \frac{\partial^2 T}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial v^2} = 0, \qquad (6)$$

которое вблизи подстилающей поверхности, где поворотом ветра можно пренебречь, сводится к известному условию квазипостоянства потоков:  $\partial^2 T/\partial u^2 = 0$  или  $\partial \tau_{xl}/\partial u = (\partial \tau_x/\partial z) (du/dz)^{-1} = 0$ . Напомним в связи с (5) каноническое выражение для импульса механической системы:  $\vec{p} = \partial L/\partial V$ , где L - функция Лагранжа.

Вводя далее функцию  $\Gamma = -\partial T/\partial z$ , правую часть (1) представим следующим образом:

$$\frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial T}{\partial \vec{V}} \right) = -\frac{\partial}{\partial \vec{V}} \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial \Gamma}{\partial \vec{V}} .$$

Раскладывая теперь векторное уравнение (1) по осям координат и выражая градиент давления через геострофический ветер, получаем

$$-\rho f(\boldsymbol{v}_{g}-\boldsymbol{v}) = (-) \frac{\partial \Gamma}{\partial u}; \qquad (8)$$

$$\rho f(u_g - u) = (+) \quad \frac{\partial \Gamma}{\partial v} \,.$$

Система (8) совместна только в том случае, если знаки составляющих вектора  $\partial \Gamma / \partial V$  противоположны. В этом можно убедиться, непосредственно продифференцировав первое уравнение пс v, а второе — по u. Пусть для определенности со знаком минус берется составляющая  $\partial \Gamma / \partial u$ , тогда, умножая первое уравнение на du, а второе — на dv и вычитая из второго первое, получаем уравнение в полных дифференциалах:

$$d\Gamma = \rho f[u_g \, dv + v_g \, du - d(uv)] \tag{9}$$

При  $\vec{V} \rightarrow \vec{V}_g$ ,  $\vec{\tau} \rightarrow 0$ ,  $T \rightarrow 0$ , следовательно,  $\Gamma \rightarrow 0$ , поэтому интеграл от (9) в пределах от  $\vec{V}$  до  $\vec{V}_g$  запишется в виде

$$\Gamma = \rho f(u_g - u) (v_g - v). \tag{10}$$

В нижней части планетарного пограничного слоя атмосферы, в области, где изменением  $\vec{\tau}$  по вертикали можно пренебречь, ориентируя ось X вдоль направления вектора скорости, на основании (4) и (6) получаем:

$$\Gamma = \tau \, \frac{\partial u}{\partial z} = \rho \, f v_g \, (u_g - u). \tag{11}$$

Разделяя переменные и интегрируя (11) в слое от подстилающей поверхности z=0 до уровня z, в пределах которого поток импульса можно считать постоянным, получаем соотношение:

$$ln\left(1-\frac{u}{u_g}\right)=-\frac{\rho f v_g z}{\tau}.$$

Для касательного напряжения трения находим формулу:

$$\tau = -\frac{\rho f v_g z}{ln \left(1 - \frac{u}{u_g}\right)}.$$
 (12)

Можно непосредственно убедиться, что перемена знаков в празых частях системы (8) приводит только к перемене знака (12), эледовательно, для обеспечения положительности величины т нужно взять знак минус, если правая часть (12) меньше нуля и плюс при ее положительном значении, т.е. по определению:

$$\tau = \left| \frac{\rho f v_g z}{\ln \left( 1 - \frac{u}{u_g} \right)} \right|. \tag{13}$$

Из формлы (13) следует логарифмический закон распределеия скорости по вертикали в приповерхностном подслое:

$$u = u_g \left(1 - e^{-z/h}\right) \cong u_g \ln \left(\frac{z}{h} + 1\right), \qquad (14)$$

це  $h = \left| \frac{\tau}{\rho f v_g} \right|$ , справедливый при малых z/h.

Физический смысл вводимой выше функции Г иллюстрирует согношение (11) — это есть величина генерации энергии трения единице объема. Отметим также, что формулы (13) и (14) получны без явных ограничений на условия термической стратифизции. На рисунке представлены силовые линии напряжения трения ветра в период прохождения тайфуна «Эбби» в районе Дальнего Востока 11 августа 1983 г., рассчитанные по формуле (13) с использованием факсимильной приземной карты погоды. Значения



Силовые линии напряжения трения ветра (дин/см<sup>2</sup>).

напряжения трения на карте указаны в дин/см<sup>2</sup>. Черные кружк на континенте указывают положения центров барических образ ваний, в районе которых скорости ветра не превышают 5—8 м/ 82 Потоки тепла и влаги могут быть найдены с использованием формулы (13) через коэффициенты переноса  $k_T$  и  $k_a$ :

$$k_T = a_t k; \quad k_q = a_q k; \quad k = \frac{\tau}{\rho \partial u / \partial z} = \frac{\tau h}{\rho u_g} e^{z/h} .$$
$$H = -c_p \rho k_T \frac{\partial \theta}{\partial z}; \quad E = -\rho k_q \frac{\partial q}{\partial z}.$$

Интегрируя последние равенства в пределах приповерхностного слоя, где *H* и *E* можно считать постоянными, переходим от дифференциальных выражений к интегральным аэродинамическим формулам вида:

$$H = -\frac{\alpha_t c_p \tau h(\theta - \theta_0)}{u_g}$$
$$E = -\frac{\alpha_q \tau h(q - q_0)}{u_g}$$
$$B_0 = \frac{H}{LE} = \frac{\alpha_t}{\alpha_q} \cdot \frac{c_p}{L} \cdot \frac{(\theta - \theta_0)}{(q - q_0)}$$

# 2. Температурные эффекты, связанные с поверхностью океана

Рассмотрим плоское воздушное течение над морем вдоль оси X, в котором все одноточечные статистические характеристики метеоэлементов не зависят от координаты X и времени, при этом состояние поверхности моря таково, что эффекты, связанные с разбрызгиванием, допустимо не принимать во внимание. В описанных условиях система уравнений переноса импульса, тепла и влаги для приводного слоя записывается в виде;

$$\frac{\partial \tau}{\partial z} = 0; \tag{15}$$

$$\frac{\partial H}{\partial z} = -(B + LE_s) \cdot \delta(z); \qquad (16)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = E_s \cdot \delta(z), \qquad (17)$$

граничными условиями при z=0:  $\tau=\tau$ , E=0,  $H=H_s$ , где (z) — дельта-функция Дирака,  $\tau$ , H, E — потоки импульса, тепла влаги в приводном слое, B — эффективное излучение поверхноти моря, L — скрытая теплота испарения,  $E_s$  — функция источика влаги. Граничное значение потока тепла на поверхности оке-

ана  $H_s$  записывается как предел, к которому стремится средний поток тепла в некотором приповерхностном слое воздуха  $h_s$ , при стремлении  $h_s$  к нулю:

$$H_{s} = -\lim_{h_{s} \to 0} \frac{1}{h_{s}} \int_{0}^{s} C_{p} \rho k_{1} \frac{\partial \theta}{\partial z} dz, \qquad (18)$$

где  $k_1$  — коэффициент температуропроводности,  $\theta$  — температура воздуха. Предполагается, что такой предел существует., Функция Дирака используется для локализации источников (стоков) тепла и влаги на поверхности океана. Эффект объемного поглощения прямой солнечной радиации толщей воды не может рассматриваться как дополнительный источник тепла непосредственно на поверхности раздела, наряду с такими чисто поверхностными эффектами, как испарение и излучение.

Согласно теории подобия для температуро-стратифицированной атмосферы [5], приводный слой является автомодельным, а вертикальные градиенты скорости, температуры и влажности определяются в виде

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{\varkappa \alpha} g_0(\xi) = \frac{u_*}{\varkappa z} \varphi_0(\xi); \qquad (19)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{T_*}{\alpha} g_1(\xi) = \frac{T_*}{z} \varphi_1(\xi); \qquad (20)$$

$$\frac{\partial q}{\partial z} = \frac{q_*}{\alpha} g_2(\xi) = \frac{q_*}{z} \varphi_2(\xi), \qquad (21)$$

где  $u_* = (\tau/2)^{\frac{1}{2}}$ ;  $T_* = -H/x C_p \rho u_*$ ;  $q_* = -E/x \rho u_*$  масштабы скорости, температуры и влажности;  $a = u_*^2/x^2 \beta_* T_*$  — масштаб длины Монина — Обухова;  $\xi = z/\alpha$ ;  $\kappa$  — постоянная Кармана;  $\beta = g/\theta$  — параметр плавучести;  $g_i(\xi)$  и  $\varphi_i(\xi) = \xi g_i(\xi)$  — безразмерные универсальные функции с индексами i=0, 1, 2, обозначаю щими их принадлежность к полям скорости, температуры и влажности, соответственно.

Интегрируя уравнения (20) и (21) с учетом граничных условий, имеем  $E_s = E$  и

$$H_s = H + B + LE \tag{22}$$

Граничное значение потока тепла  $H_s$ , применяя к выражению (18) теорему о среднем, можно записать следующим образом:

$$H_{s} = -c_{p} \rho \lim_{h_{s} \to 0} \left[ \langle k_{1} \rangle \cdot \frac{(\theta - T)}{h_{s}} \right], \qquad (23)$$

где знак ( ) выделяет некоторое промежуточное значение  $k_1$  на интервале от z=0 до  $z=h_s$ ;  $\theta$  и T — значения температур на границах интервала.

Поток тепла на z=0 можно определить с требуемой точностью, ограничиваясь достаточно малым значением  $h_s$ . Естественно использовать в качестве  $h_s$  нижнюю границу автомодельности приводного слоя  $z_0$  или, иначе, параметр шероховатости. В этом приближении поток тепла  $H_s$  принимает вид:

$$H_s = -c_p \rho \langle k_1 \rangle \cdot \frac{(\theta_0 - T)}{z_0}, \qquad (24)$$

где  $\theta_0$  — значение температуры воздуха при  $z = h_s = z_0$ .

Будем искать значения температуры на границах интервала (0,  $z_0$ ). Верхнее граничное значение  $\theta_0$  является началом отсчета профиля температуры, соответствующего уравнению (20). Нижнее граничное значение температуры T на поверхности воды z=0, как отмечалось выше, отличается от температуры поверхностного слоя моря  $T_s$  из-за наличия поверхностных стоков тепла B и LE. Величины T и  $T_s$  определяют граничные условия поверхностей тепловой пленки (скин-слоя), профиль температуры которой может варьировать между этими значениями в зависимости от интенсивности перемешивания в скин-слое.

Вследствие малости  $z_0$ , промежуточное значение коэффициента температуропроводности на интервале  $(0, z_0)$  допустимо представить как среднее арифметическое его значений на границах интервала:  $\langle k_1 \rangle = [k_1(0) + k_1(z_0)]/2$ . На верхней границе интервала  $z_0$ , в соответствии с теорией подобия для температурно-стратифицированной атмосферы [5], мы должны положить коэффициент температуропроводности равным коэффициенту турбулентной температуропроводности на нижней границе автомодельности приводного слоя:  $k_1(z_0) = \varkappa u_* z_0/\varphi_1(\xi_0)$ . На нижней границе интервала z=0 имеет место молекулярная температуропроводность, т. е.  $k_1(0) = \nu$ . С этими замечаниями выражение (24) запишется следующим образом:

$$H_{s} = -\frac{c_{p} \rho}{2} \left[ \nu + \frac{\varkappa u_{*} z_{0}}{\varphi_{1}^{0}} \right] \cdot \frac{(\theta_{0} - T)}{z_{0}} = -\frac{\varkappa c_{p} \rho u_{*}}{2} \cdot \frac{(\varphi_{1}^{0} + \varkappa Re)}{\varphi_{1}^{0} \varkappa Re} \cdot (\theta_{0} - T),$$

где  $Re = u_* z_0/v -$ число Рейнольдса для интервала (0,  $z_0$ ), или, записывая  $T = T_s + \delta T$ , --

$$H_{s} = -\frac{\varkappa c_{p} \circ u_{*}}{2} \cdot \frac{(\varphi_{1}^{\circ} + \varkappa Re)}{\varphi_{1} \varkappa Re} \cdot (\delta \theta - \delta T), \qquad (25)$$

ран  $\delta \theta = \theta_0 - T_s$ .

Поскольку отношение  $\delta \theta/T_*$  является функцией только числа e[1] и, следовательно, не зависит от действия поверхностных источников тепла, связанных с испарением и излучением, то для эпределения  $\delta \theta/T_*$  можно исключить в уравнении (22) члены B 1 *LE*. При отсутствии испарения и излучения температура поверх-

ности океана должна быть равна температуре поверхностного слоя  $T = T_s$ , и из условия

$$H_s = H = -c_p \rho k_1(z_0) \cdot \frac{T_* \varphi_1^0}{z_0}$$
,

получаем

$$\frac{\mathbf{x}u_*}{2} \cdot \frac{(\varphi_1^0 + \mathbf{x}Re)}{\varphi_1^0 \mathbf{x}Re} \cdot (\theta_0 - T_s) = \mathbf{x} \, u_* \, T_*$$

или

$$\delta \theta = \frac{2 \varkappa \varphi_1^0 Re}{(\varphi_1^0 + \varkappa Re)} T_* = f_2(Re) T_*.$$
<sup>(26)</sup>

Включая далее испарение и излучение и выражая в уравнении (22)  $H_s$  согласно (25), а  $\delta \theta$  — из (26), получаем:

$$\delta T = \frac{(B+LE)}{\varkappa c_p \rho u_*} \cdot \frac{2 \varphi_1^o \varkappa Re}{(\varphi_1^o + \varkappa Re)}.$$
 (27)

Соотношение между  $\delta \theta$  и  $\delta T$  имеет вид:

$$\delta T = \frac{(B + LE)}{H} \cdot \delta \theta.$$
 (28)

Формулы (26) и (27) позволяют вычислить искомые значения температуры на границах интервала ( $\theta$ ,  $z_0$ ): на поверхности океана  $T = T_s + \delta T$  и на высоте шероховатости  $\theta_0 = T_s + \delta \theta$ . Таким образом, появляется возможность: во-первых, уточнить методику расчета потоков тепла и влаги с учетом смещения  $\delta \theta$  и, во-вторых, получить дополнительную информацию о взаимосвязи температуры поверхности T с температурой поверхностного слоя океана  $T_s$ , важную для дистанционных методов измерения температуры океана с самолетов и спутников.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Океанология. Гидрофизика океана, т. 1. М.: Наука, 1978, с. 227.
- 2. Краус Е. Б. Взаимодействие океана и атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат 1976, с. 149.
- 3. Шигаев В. В. Дружинин С. Н., Лебедев В. Л. Исследование тем пературы поверхностной пленки по результатам морских наблюдений. – Метеорология и гидрология, 1982, № 5, с. 75—79.
- 4. Takayama V., Takashima T. Mesurements of water surface temperature at the 11 winday region. Pap. Meteorol. and Geophys., 198: vol. 33, N 2, p. 79—83.
- 5. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 1. М Наука, 1965. — 640 с.

### Е. И. СЕРЯКОВ, П. Э. БОГУСЛАВСКИЙ (ЛГМИ)

1757 **- 1**77 - 177

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ АТМОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ С ПОТОКАМИ ТЕПЛА В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

Взаимодействие в системе океан — атмосфера во многом определяет процессы в этих средах. Однако у исследователей нет единого мнения о том, каким процессам отдать предпочтение при выборе предикторов в долгосрочном прогнозировании. Одни полагают, что изменения аномалий температуры воды в Северной Атлантике определяют изменчивость потоков тепла и влаги в атмосферу, и, соответственно, в последующем периоде изменяется характер атмосферной циркуляции. Большинство исследователей пришло к выводу, что главной причиной перестройки зональной циркуляции на меридиональную следует считать аномалии в потоках тепла и влаги на огромных океанских акваториях.

В некоторых работах приводятся количественные расчеты, подтверждающие, что решающую роль в формировании тепловых потоков из океана играет атмосферная циркуляция [3—5]. Во временных масштабах, от естественно-синоптических периодов до нескольких месяцев, атмосферу можно считать нестационарной, тогда как в этом масштабе времени деятельный слой океана находится в состоянии, близком к стационарному.

Как известно, количественными характеристиками теплового взаимодействия океана и атмосферы служат потоки тепла и влаги. Однако до сих пор остается нерешенным вопрос о точности вычислений этих составляющих теплового баланса в отдельные годы.

В последнее время много внимания уделяется уточнению методики расчета турбулентного теплообмена с атмосферой и потерь тепла на испарение на океанах по данным стандартных судовых гидрометеорологических наблюдений. Важнейшими направлениями в этом плане стали исследования, посвященные установлению роли стратификации приводного слоя атмосферы, наличию холодной «пленки» на поверхности морей и океанов, оценке вклада штормов в суммарную теплоотдачу и вариаций коэффициентов теплои влагообмена, которые в климатологических расчетах принимались постоянными.

В данной работе предпринята попытка исследовать пространственные и временные особенности влияния атмосферных процессов на интенсивность тепло- и влагообмена по данным 100 пятиградусных квадратов акватории Северной Атлантики.

Можно полагать, что, располагая рассчитанными среднемесячными величинами турбулентного теплообмена с атмосферой и

потерь тепла на испарение за 1957-1971 гг., оказывается возможным проследить влияние атмосферной циркуляции на потоки тепла и влаги. Как отмечалось в некоторых работах [5], совпадение по знаку аномалий температуры воды и суммарной теплоотдачи наблюдается только в том случае, если скорости ветра близки к норме. Даже при небольших отклонениях скорости ветра от средних значений, аномалии температуры воды и потоков тепла могут иметь разные знаки. Существует мнение, что значительная доля теплоотдачи от океана имеет место при прохождении глубоких циклонов или фронтальных разделов. Интенсивность отдачи тепла в атмосферу, по-видимому, определяется не столько степенью «перегрева» океана, сколько состоянием атмосферы, ее стратификацией и скоростью ветра. Важно отметить при этом, что все же в отдельных районах Северной Атлантики, в частности, в энергоактивных зонах у мыса Гаттерас и юго-восточнее Ньюфаундленда колебания теплоотдачи определяются изменчивостью температурного режима океана [5].

В работе Р. С. Бортковского [3] получены зависимости коэффициентов тепло- и влагообмена от скорости ветра. Использование этих разработок для оценки вклада штормов в средний теплообмен по материалам четырех судов погоды Северной Атлантики показало, что в периоды со штормовой деятельностью в атмосферу поступает около трети среднегодовых потерь тепла с поверхности океана [2].

Для уточнения методики расчета потоков тепла и влаги при скоростях ветра меньше 10 м/с, когда в тонком поверхностном слое воды создается аномальное распределение температуры из-за испарения и эффективного излучения необходимо учитывать наличие холодной пленки. Несмотря на подвижность своей структуры и изменчивость характеристик «холодная пленка» оказывается устойчивой. Так, при климатологических расчетах неучет «холодной пленки» в зимние месяцы дает погрешность 2—3%, а в летние месяцы погрешность может достигать 20%, т. к. в этот период сами значения потоков тепла и влаги малы.

Итак, при расчетах потоков тепла и влаги за конкретные годы необходимо учитывать как дополнительный теплообмен, возникающий из-за брызг при шторме, так и наличие «холодной пленки», занижающей теплоотдачу в атмосферу.

В данной работе для расчетов тепло- и влагообмена весь диапазон скоростей ветра разбит на четыре интервала, в каждом из которых характер теплообмена между океаном и атмосферой обладает специфическими чертами.

Для первого интервала (при u < 3 м/с), характерного для штиля и маловетрия, расчет проводится по формуле

$$\frac{P}{\rho \, C_p \, \Delta \, T} = \frac{E}{\rho \, \Delta \, q} = 0.115 \, \left( \Delta \, T_* \right)^{1/_9}, \tag{1}$$

где 88  $\Delta T_* = \Delta T (1 + 0.07/Bo),$ 

(2)

Во — соотношение Боуэна,  $\Delta T = t_w - t_a$ ,  $\Delta q$  — разность удельной влажности на уровне моря и на высоте, где выполняются судовые наблюдения. Коэффициент теплообмена находится по формуле

$$C_E = \frac{E}{\rho \,\Delta \, q u} = \frac{P}{\rho \, c_p \,\Delta T} = 0.230 \ (\Delta T_*)^{1/3}. \tag{3}$$

При небольших скоростях ветра учет «холодной пленки» необходим в подобных расчетах. Определение разности температуры поверхности ( $t_0$ ) и измеренной в поверхностном слое ( $t_w$ ) можно представить следующим образом:

$$-(t_0-t_w)=-(\Delta t'+\Delta t''+\Delta t'''), \qquad (4)$$

где  $\Delta t' = \frac{H}{\lambda} E_{s,\phi\phi}$ — изменение температуры за счет эффективного излучения,  $\Delta t'' = \frac{H}{\lambda} P$ — изменение температуры из-за вклада турбулентного теплообмена с атмосферой,  $\Delta t''' = \frac{H}{\lambda} E$ — изменение температуры из-за вклада потерь тепла на испарение,  $\lambda = \rho_w c_p K_w$  среднее значение коэффициента теплопроводности в слое 0— H м. В расчетах было принято  $\frac{H}{\lambda} = 10^2 (cm^2 \cdot c^\circ C) / кал.$ 

Задавая количество облаков в баллах, разности температуры и влажности, по номограмме вычисляется  $t_0 - t_w$  (рис. 1).

Второй интервал скорости ветра — от 3 м/с до 10 м/с. «Холодная пленка» учитывалась аналогично случаю при маловетрии, а коэффициенты тепло- и влагообмена вычисляются как функция скорости ветра и эффективного перепада температуры [1, 3]. В диапазоне скоростей ветра от 10 м/с до 14 м/с будет наблюдаться разрушение поверхностной «холодной пленки» вследствие динамического воздействия ветра на водную поверхность. Для этого интервала не было необходимости учитывать влияние «холодной пленки». При скоростях ветра, превышающих 14 м/с, по экспериментальным данным отмечается, что вследствие дополнигельного переноса тепла и влаги брызгами коэффициенты теплои влагообмена существенно возрастают, (рис. 2).

Так как наблюдений за влажностью воздуха на океане крайне мало, то используется связь между температурой и влажностью воздуха в приводном слое с использованием соотношения Боуэна:

$$Bo = \frac{P}{LE} = \frac{c_p(t_w - t_a)}{L(e_w - e_a)} = 0,66 \quad \frac{t_w - t_a}{e_w - e_a} .$$
(5)

С. П. Малевский-Малевичем получена номограмма для определения соотношения Боуэна по известным  $\Delta t$  и  $t_w$  (рис. 3).







Рис. 2. Изменения коэффициентов тепло- и влагообмена при больших скоростях ветра [3].





Расчет суммарных потоков тепла и влаги по материалам пятиградусных квадратов из-за неточных исходных данных менее достоверен, чем по данным судов погоды. Предварительно были сделаны сопоставления результатов выполненных нами расчетов с результатами работы [2]. Как видно из рис. 4 различие в по-



Рис. 4. Сопоставление суммарной теплоотдачи, вычисленной по наблюдениям судов погоды и по материалам пятиградусных квадратов, расположенных в этом же районе:

1 — по наблюдениям судов погоды; 2 — по материалам пятиградусных квадратов.

токах тепла, вычисленных в осенне-зимние месяцы, составляет 10—20%, а весной и летом погрешности использованного нами метода расчета потоков тепла несколько возрастают. Это объясняется как малыми величинами потоков тепла и влаги в летние месяцы, так и учетом в наших расчетах «холодной пленки».

Рассмотрим оценки вклада штормов и штилей в формирование суммарного потока тепла и влаги. Штили и маловетрие, способствующие формированию поверхностной «холодной пленки», приводят к занижению потоков тепла и влаги. На рис. 5 показано пространственное распределение теплоотдачи в октябре 1969 г.



Рис. 5. Карта изолиний вклада штормов в суммарную теплоотдачу за октябрь 1969 г. (%)

Для атмосферной циркуляции в этом месяце характерно сильное развитие исландского минимума. Основные энергоактивные зоны Северной Аглантики хорошо прослеживаются на картах вклада штормов в общую теплоотдачу. В летние месяцы в связи с ослаблением интенсивности атмосферной циркуляции и преобладанием антициклонов горизонтальное распределение теплоотдачи по акватории океана имеет значительно меньшую пространственную неоднородность. В эти месяцы вклад штормов в суммарные потоки невелик. Итак, используя отношения вклада штилей и штормов в суммарные ежемесячные величины теплоотдачи, можно оценить

роль динамических процессов. Принятая в данной работе методика позволяет вычислять ежемесячные потоки тепла и влаги без наблюдений влажности воздуха и при различных интервалах скорости ветра. Экспериментальные проверки показали близость суммарной теплоотдачи, рассчитанной в данной работе по гидрометеорологическим данным в пятиградусных квадратах и по материалам судов погоды. С помощью предложенного способа расчета потоков тепла и влаги можно количественно оценить влияние динамических процессов на формирование теплоотдачи с поверхности океана и показать, что вклад штормов и штилей в суммарную теплоотдачу холодного полугодия в среднем составляет 40%.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Ариель Н. З., Мурашова А. В. Расчет уточненных номограмм для определения коэффициентов сопротивления, тепло- и влагообмена над морем. — Труды ГГО, вып. 454, 1981. — 149 с. 2. Ариель Н. З., Гирдюк Г. В., Егоров Б. Н. Характеристики энерго-
- обмена океан атмосфера. Л.: Гидрометеоиздат, 1984 79 с. 3. Бортковский Р. С. Тепло- и влагообмен атмосферы и океана при
- шторме. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 159 с.
- Процессы переноса вблизи поверхности океан атмосфера / Под ред. А. С. Дубова. Л.: Гидрометеоиздат, 1974. 239 с.
   Серяков Е. И. Долгосрочные прогнозы тепловых процессов в Северной
- Атлантике. Л.: Гидрометеоиздат, 1979. 164 с.

УДК 557.511.4 (268.43)

Н. В. АРИСКИНА, В. Ф. ВАСИЛЬЕВ, В. Е. ЛАГУН, В. Ф. РОМАНОВ (ЛГМИ)

## ИССЛЕДОВАНИЯ ЭНЕРГЕТИКИ АТМОСФЕРЫ В НОРВЕЖСКОЙ ЭНЕРГОАКТИВНОЙ ЗОНЕ

Из результатов исследования энергообмена атмосферы и Норвежского моря выделяются два наиболее важных и доказанных вывода: 1) Норвежское море отличается повышенной теплоотдачей в атмосферу и выглядит как «очаг активного взаимодействия океана и атмосферы» [11]. 2) между характером процессов турбулентного энергообмена в этом районе и синоптическими и климагическими условиями над территорией Европы существует тесная связь, [см., напр., 10, 12]. Последний вывод был подтвержден численными экспериментами с моделями циркуляции атмосферы, [Hanp., 6].

На комплексном изучении состояния системы океан — атмосфера в так называемых «энергоактивных зонах» предложено сконцентрировать основное внимание при разработке методов долгосрочных гидрометеорологических прогнозов [6]. Наибольший интерес, безусловно, представляет анализ фактических данных, которых к настоящему времени накоплено немало. На этом пути имеется ряд трудностей, что обусловило недостатки выполненных исследований. Во-первых, для анализа использовались, как правило, нерегулярные данные, которые не подвергались необходимому объективному анализу, не были сглажены и согласованы в пространстве и во времени. Во-вторых, поскольку прямое измерение характеристик турбулентного обмена связано с принципиальными трудностями, для их определения привлекались расчетные методы, использующие данные градиентных измерений в приводном слое, [1]. Здесь вертикальные градиенты величин максимальны (велики ошибки измерений), а измеряемые значения определяются турбулентным режимом атмосферного пограничного слоя (АПС), являясь его внутренними параметрами. Поэтому результаты существенно зависят от случайных мезомасштабных неоднородностей у поверхности океана, что снижает их репрезентативность.

В-третьих, при рассмотрении причин концентрации интенсивного энергообмена в энергоактивных зонах не уделялось должного внимания учету связи этой особенности с синоптическими процессами. Тем не менее, известно, что именно синоптические условия в основном определяют турбулентный режим АПС и турбулентный энергообмен с подстилающей поверхностью.

Ниже приводятся результаты диагностического исследования энергетики атмосферы над Норвежским морем, при получении которых устранены перечисленные недостатки. В работе использованы синхронные данные аэрологического зондирования атмосферы, полученные в натурном эксперименте «ПОЛЭКС-Север — 79» (май — июль 1979 г.), а также материалы гидрологических съемок радиационных приземных метеоизмерений и данные ИСЗ. Исходная информация плотно покрывает акваторию экспериментального полигона (см. рис. 1) и, согласно критерию [3], достаточна для исследования особенностей синоптических образований. Данные измерений подвергаются пространственно-временному контролю, а затем — специальному объективному анализу, который включает интерполяцию параметров в узлы регулярной сетки с шагом 60×60 миль и классификацию наблюдаемых полей. Для интерполяции данных применен метод [5], основанный на двумерной сплайн-аппроксимации полей. Свободные параметры метода подобраны таким образом, чтобы синоптические пространственные изменения воспроизводились с минимальными искажениями, а более мелкомасштабные флуктуации отфильтровывались [5].



Рис. 1. Распределение приземного давления  $P_0$  (гПа), турбулентного потока явного тепла  $q_0$  (Вт/м<sup>3</sup>) и горизонтального адвективного притока внутренней энергии ( $J_2$ ) в циклоне (ЦСВ), антициклоне (АСВ), осредненное по  $\Delta t_{\rm CB}$  — периодам (СВ), по  $\Delta t_{\rm OC}$  — периодам (ОС) и среднее за сезон (С).

В верхнем левом углу показано расположение экспериментального полигона, точками (•) обозначены пункты наблюдения.

Использованная сетка позволяет достаточно подробно рассмотреть особенности внутреннего строения атмосферных синоптических вихрей (СВ). Действительно, заметим, что масштаб последних составляет  $L_{\rm CB} \simeq 10^6$  м, размер полигона:  $L_p \simeq 1,6\cdot 10^6$  м, а шаг сетки:  $l_p \simeq 10^5$  м. Если принять, что масштаб характерных особенностей внутреннего строения СВ (воздушные массы, фронтальные зоны и т. п.) составляет  $l_{\rm CB} \simeq 2\cdot 10^5$  м, то получаем, что на их линейный размер приходится более, чем по 3 узла расчетной сетки и более 100 узлов оказываются на площади, занятой вихрем.

Пространственная интерполяция синхронных данных проводилась у поверхности океана и на стандартных изобарических уровнях (до 100 гПа). Такие поля формировались в архив исходных данных с дискретностью 12 часов в течение сезона (периода натурного эксперимента). Эта информация, должным образом сглаженная и согласованная в пространстве и времени, является репрезентативной как для детального рассмотрения отдельных синоптических ситуаций, так и для исследования среднесезонной картины.

Для классификации полей метеоэлементов использованы методы теории распознавания образов [2], что позволяет объективно установить тип синоптической ситуации, траектории и расположение синоптических вихрей над экспериментальным полигоном. В результате определены 6 характерных классов состояния атмосферы в течение сезона. Проведение осреднения в пределах каждого из классов обспечивает, в известной мере, универсальность получаемых оценок. При решении задачи о нахождении периодов времени, когда над полигоном располагались циклонические или антициклонические СВ, анализировалась кривизна поля приземного давления. Знак кривизны и модуль ее обратной величины (радиус кривизны) характеризуют, соответственно, тип и пространственный размер синоптического образования.

Для вычисления характеристик турбулентного режима АПС и энергообмена с океаном применена параметризация взаимодействующих пограничных слоев атмосферы и океана [7], основанная на теории подобия планетарного пограничного слоя и учитывающая эффекты вертикальной стратификации, вертикальных движений [8] и бароклинности [9]. В качестве исходных используются внешние параметры турбулентного режима из архива данных натурного эксперимента. В их число входят: скорость ветра и температура воздуха выше АПС, радиационный баланс у поверхности моря, температура и соленость воды ниже квазиоднородного слоя. При отсутствии гидрологической информации дополнительно задается температура воздуха у подстилающей поверхности. Репрезентативность этой характеристики подтверждена сопоставлениями проинтерполированных значений температуры со значениями, рассчитанными в областях, обеспеченных гидрологическими данными, с учетом взаимодействия атмосферы и океана. Наличие комплексной экспериментальной информации и результатов расчета характеристик турбулентного режима позволило расширить задачу и определить не только энергообмен, но и параметры энергетики атмосферы. Это дало возможность исследовать причины наблюдаемых особенностей распределения энергообмена.

Диагноз энергетики включает расчет пространственных распределений на полигоне объемной плотности внутренней  $(e_i)$ , потенциальной  $(e_p)$  и кинетической  $(e_k)$  энергии в АПС и в слоях между изобарическими поверхностями, а также вычисление составляющих бюджета энергии, входящих в соответствующие уравнения баланса. Например, для АПС уравнения баланса энергии, интегральные по его толщине имеют вид:

$$\partial_{t}\overline{e_{i}}_{J_{1}} + \nabla_{L}\overline{e_{i}}_{J_{2}}u_{L} - e_{l}^{H} \underset{J_{3}}{w}_{*} = (q_{0} + LE_{0}) + \overline{U_{J_{5}}}_{J_{5}}\nabla_{L} p + \overline{w_{J_{5}}}_{J_{6}}p - \overline{\nabla_{L}} \underset{J_{7}}{p}u_{L} - \frac{w_{H}}{J_{5}}p_{H} - \rho_{0} (R_{H} - R_{0}) + \Delta_{t}; \qquad (1)$$

$$\partial_{l} \overline{e_{p}}_{P_{1}} + \nabla_{L} \overline{e_{p}}_{P_{2}} u_{L} - e_{p}^{H} w_{*} = \overline{g_{0} w} + \Delta_{p}; \qquad (2)$$

$$\partial_{t} \overline{e_{k}}_{K_{1}} + \nabla_{L} \overline{e_{k}} \overline{u_{L}}_{K_{2}} - e_{k}^{H} w_{*} = -\overline{g} \rho \overline{w} - \overline{u_{L}}_{K_{5}} P - \overline{w}_{K_{5}} P - \overline{w}_{K_{6}} P - \overline{\rho_{0}} \frac{k}{K_{7}} [(\nabla_{z} u)^{2} + (\nabla_{2} V)^{2}] + \Delta_{k}, \qquad (3)$$

Здесь обозначено:  $(\ldots) = H^{-1} \int_{0}^{H} \ldots dz$ ,  $w_{*} = d_{t}H - w_{H}$ ,  $d_{t}$  — оператор индивидуальной производной,  $\partial_{t} = \partial/\partial t$ ,  $\nabla_{z} = \partial/\partial z$ ,  $\nabla_{L} = = \partial/\partial x_{L}$ , L — индекс горизонтальных координат (по повторяющемуся индексу — суммирование);  $U_{L}$  — горизонтальный вектор скорости, w — скорость вертикальных движений; h — толщина АПС, индексы «0» и «H» указывают на принадлежность переменных, соответственно, уровням z=0 и z=h;  $q_{0}=-c_{p}\rho_{0}k \partial \theta/\partial z|z=z_{0}$ — гурбулентный поток тепла,  $\theta$  и T — соответственно, потенциальная с абсолютная температура,  $LE_{0}$  — затраты тепла на испарение;  $c_{p}\rho_{0}$  — объемная теплоемкость,  $\rho_{0}$  — плотность воздуха, g — гравизационное ускорение; R — поток лучистой энергии; p — атмосферное давление; k — коэффициент турбулентной вязкости,  $z_{0}$  — параметр шероховатости.

По данным натурного эксперимента независимо рассчитываются се компоненты уравнений (1)—(3). Слагаемые  $\Delta_i$ ,  $\Delta_p$ ,  $\Delta_k$  при расете «мгновенных» значений притоков энергии характеризуют сумгарные погрешности измерений и вычислений. Результаты покаали, что величина  $\Delta_i$ ,  $\Delta_p$ ,  $\Delta_k$  не превышает 10—50% от величины лавных членов в (1)—(3), что свидетельствует как о полноте ассмотрения энергетического цикла в АПС, так и о удовлетвориельной точности расчета притоков энергии.

Зак. 353

Все описанные выше методы обработки и анализа данных натурного эксперимента реализованы в виде комплекса программ для ЕС ЭВМ — диагностической вычислительной системы (ДВС). ДВС состоит из 5 крупных блоков: 1) контрольных данных; 2) объективный анализ; 3) диагноз состояния атмосферы в реальном масштабе времени; 4) диагноз осредненного состояния атмосферы; 5) статистический анализ.

Перейдем к рассмотрению полученных результатов. На основе классификации последовательности синоптических состояний атмосферы в течение сезона, обнаружены две типичные и принципиально отличающиеся энергетическим режимом ситуации. Первая связана с прохождением над полигоном циклонического синоптического вихря (ЦСВ), а вторая включает все остальные случаи (антициклонические синоптические вихри (АСВ) и малоградиентные термобарические поля).

В периоды, характерные наличием АСВ —  $\Delta t_{CB}$  с юга в среднем поступают сравнительно теплые воздушные массы. Температура воздуха выше температуры поверхности моря. Радиационный приток энергии и турбулентный энергообмен с атмосферой обуславливают прогрев верхнего слоя океана. Турбулентный поток тепла у поверхности в океане направлен вглубь и составляет около 3.10<sup>-5</sup> Вт/м<sup>2</sup>. Значительная гидростатическая устойчивости в термоклине под прогретым слоем препятствует притоку энергии из глубин океана к поверхности. Энергозатраты на испарение не могут полностью компенсироваться ни радиационным притоком (см. рис. 2), ни направленным в глубь океана турбулентным пото ком энергии. Это обуславливает турбулентный поток тепла к по верхности океана из атмосферы, который и компенсирует энерго затраты на испарение. В результате формируется устойчиво-стра тифицированный АПС с ярко выраженной инверсией температурь и направленным вниз турбулентным теплопереносом  $q_0$  (рис. 1) Основными факторами, компенсирующими этот перенос, являются горизонтальный адвективный приток энергии J<sub>2</sub> в район (рис. 1) из окружающих областей, а также приток энергии из вышележа щих слоев атмосферы при наличии инверсии температуры и ни сходящих вертикальных движений J<sub>3</sub> (рис. 2). Из приведенной на рисунке диаграммы видно, что в область АСВ осуществляетс: также в среднем транспорт кинетической энергии, которая в це лом для АСВ преобразуется во внутреннюю при работе проти градиента давления К<sub>5</sub> (рис. 2).

В периоды, характерные наличием ЦСВ —  $\Delta t_{CB}$ , принципиальн изменяется как характер энергообмена между атмосферой и окс аном, так и весь энергетический режим атмосферы. Циклоническа циркуляция вызывает заток сравнительно холодных воздушны масс с северо-запада. При этом повсеместно, за исключением рай она локализации теплого сектора ЦСВ, температура воздуха ниж температуры воды. Это приводит к охлаждению верхнего сло океана, разрушению термоклина и формированию мелкомасшта ной турбулентной конвекции. Последняя осуществляет перенос энергии из глубин к поверхности океана. Результирующий приток настолько значителен, что не только компенсирует энергозатраты



Рис. 2. Энергетическая диаграмма (Вт/м<sup>3</sup>). Слева даны значения притоков энергии, осредненные за  $\Delta t_{CB}$ — периоды, справа — за  $\Delta t_{OC}$ — периоды, снизу среднесезонные величины; обозначения притоков соответствуют уравнениям (1)—(3).

на испарение, но и обуславливает направленный вверх турбулентный поток энергии q<sub>0</sub> (рис. 1). В результате формируется неустойчиво-стратифицированный АПС. Основными компенсирующими гакой приток энергии факторами являются — горизонтальный ад-

7\*

вективный вынос энергии  $J_2$  (см. рис. 1; рис. 2) в окружающие районы, а также в вышележащие слои атмосферы при падении температуры и восходящих вертикальных движениях  $J_3$  в ЦСВ (рис. 2).

Для области ЦСВ свойственны высокие значения генерации кинетической энергии из внутренней при работе горизонтального компонента градиента давления K<sub>5</sub> до 8·10-4 Вт/м<sup>3</sup> (рис. 2). Яркой особенностью пространственного распределения параметровв ЦСВ является наличие фронтальной зоны, разделяющей холодную воздушную массу в тылу вихря и теплую массу  $q_0$ ,  $J_2$  его передней части (рис. 1). Энергетические особенности теплого сектора ЦСВ аналогичны особенностям АСВ или типичному режиму для  $\Delta t_{\rm oc}$  периодов. Однако определяющая роль в формировании среднего в районе энергетического режима принадлежит холодным воздушным массам вихрей, поскольку площадь теплого сектора значительно меньше площади холодной части вихря. Применение объективного анализа позволило рассмотреть картины, осредненные для всех периодов  $\Delta t_{\rm CB}$ , характерных наличием ЦСВ (СВ — средние) и для всех остальных периодов (ОС — средние) и для всей продолжительности эксперимента. Эти распределения демонстрируются на рис. 1. На рис. 2 приведены осредненные по пространству соответствующие средние значения для указанных интервалов времени. Из сравнения СВ- и ЦСВ-распределений (рис. 1) видно их хорошее соответствие.

Сопоставление СВ- и ОС-распределений с результирующей среднесезонной картиной наглядно показывают, что основной вклад в формирование сезонных особенностей дали  $\Delta t_{CB}$ — периоды.

Результирующие сезонные распределения весьма близки к CB-распределениям и вместе с этим существенно отличаются от OC-картин. Например, очаг теплоотдачи в атмосферу и область отрицательных значений  $q_0$ , которые разделены фронтальной зоной на сезонном и CB-распределениях, совершенно отсутствуют в OC-распределении (рис. 1).

Таким образом, последовательность ЦСВ в течение сезона обуславливает формирование среднесезонного циклонического вихря или сезонной депрессии. Последний и определяет сезонные климатические условия, в том числе и условия энергообмена.

Концентрация осредненных значений интенсивного энергообмена в районе Норвежского моря в большой степени связана с статистическими особенностями генерального перемещения и стационирования циклонических атмосферных вихрей. Это, очевидно связано не столько с локальными условиями акватории Норвежского моря, сколько определяется режимом крупномасштабной циркуляции на полушарии. Полученный результат подтверждается тем, что по имеющимся статистическим данным [4] о режимс синоптической циркуляции в исследуемом районе наиболее высо кие значения повторяемости циклонических вихрей. В среднем траектории их перемещения также группируются в этой области 100 Циклоны попадают в район Норвежского моря, как правило, в фазе максимального развития и стационируют, осуществляя поступление холодных воздушных масс с северо-запада. С этим в большой степени и связано возникновение очага теплоотдачи в атмосферу в тыловой области сезонной депрессии, а также генеральный горизонтальный адвективный перенос энергии из более прогретых континентальных районов Европы на северо-запад, компенсирующий поступление холода в процессе вихревой циркуляции.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Вортковский Р. С. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем по данным судовых измерений. Метеорология и гидрология, 1971, № 3, с. 93—98.
- 2. Буренина О. В., Кондратович К. В., Раньков Е. Я., Репинская Р. П. Объективная классификация барических полей над Северной Атлантикой с помощью ЭВМ. В кн.: Особенности интенсивности воздушных переносов над Северной Атлантикой. Межвузовский сборник, вып. 58. Л., изд. ЛПИ, 1976, с. 97—102. (ЛГМИ).
- 3. Добрышман Е. М. Некоторые вопросы, связанные с объективным анализом метеорологической информации по существующей сети станций. В кн.: Объективный анализ и прогноз метеорологических элементов. М.: Изд-во АН СССР, 1963, с. 3—13.
- 4. Климаты Западной Европы / Под ред. А. И. Лебедева, А. Ю. Егоровой. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 446 с.
- 5. Лагун В. Е., Романов В. Ф., Сафронов В. А., Смирнов Н. П. Метод интерполяции данных натурного эксперимента. — Метеорология и гидрология, 1980, № 12, с. 48—53.
- Марчук Г. И. Моделирование изменений климата и проблема долгосрочного прогноза погоды. — Метеорология и гидрология, 1979, № 7, с. 25—36.
- 7. Романов В. Ф. Параметризация нелинейного мелкомасштабного взаимодействия океана и атмосферы с учетом ледяного покрова. — Метеорология и гидрология, 1976, № 12, с. 49—59.
- 8. Романов В. Ф. Вертикальные движения и турбулентный режим планетарного пограничного слоя. — Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 5, с. 632—638.
- 9. Романов В. Ф. К теории подобия бароклинного планетарного пограничного слоя. — Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1977, т. 13, № 12, с. 1232—1238.
- 0. Семенов В. Г. Влияние Атлантического океана на режим температуры и осадков на европейской территории СССР. — Л.: Гидрометеоиздат, 1960. — 148 с.
- Тимонов В. В., Смирнова А. И., Непоп К. И. Об очагах взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике. — Океанология, 1970, т. 10, вып. 5, с. 745—749.
- Шулейкии В. В. Связь между климатом Европы и переносом тепла в Атлантике. — Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1968, т. 4, № 3, с. 243—261.

### Б. Б. ЕЛЕКОЕВ (ЛГМИ)

## ВЛИЯНИЕ АНОМАЛИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ В ЭНЕРГОАКТИВНЫХ РАЙОНАХ НА ВОЗМОЖНОСТЬ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЗАСУХ НА ЮГЕ ЕТС

В ряде работ [1, 2] показано, что в океане имеются зоны, для которых характерна повышенная теплоотдача от океана к атмосфере и интенсивное циклонообразование. Установлено, что в указанных зонах океанологические параметры испытывают максимальную межгодовую изменчивость и оказывают влияние на характеристики циркуляции атмосферы [1, 2]. В работах академика Г. И. Марчука на основе численных экспериментов было показано, что состояние океана в этих зонах может определять будущие (через несколько месяцев) характеристики атмосферы над континентами. С помощью функций влияния, полученных при решении сопряженных уравнений, удалось объяснить некоторые асинхронные связи между фоновым состоянием океана в энергоактивных зонах и последующей погодой над континентами [3].

В связи с этим, главными объектами программы «Разрезы» являются энергоактивные зоны океана (ЭАЗО). Цель программы — исследование роли океана и его ЭАЗО в короткопериодных изменениях климата.

Задача данной работы состоит в установлении статистической асинхронной зависимости между аномалиями температуры поверхности океана в Северной Атлантике в январе — марте и возможностью возникновения весенне-летних засух на юго-востоке ЕТС. Самой мощной энергоактивной зоной Северной Атлантики является Ньюфаундлендская энергоактивная зона. Выяснение влияния Ньюфаундлендской ЭАЗО на возникновение засух на юге ЕТС также входит в задачу данной работы.

Исследуемый район Северной Атлантики изображен на рис. 1. Южная граница рассматриваемой области Северной Атлантики ограничена параллелью 40° С с. ш. В ней выделяется две области условная граница между которыми проходит по 30° з. д. В западную область (область интенсивной теплоотдачи) входит Ньюфа ундлендская ЭАЗО. Процессы теплоотдачи в восточной области отличаются значительно меньшей активностью [1], как в западную так и в восточную области вошло по 23 пятиградусных квад рата. Для характеристики температуры поверхности океан: в каждом из 46 пятиградусных квадратов использовались ее сред ние месячные ежегодные значения в январе, феврале и марте з: период с 1957 по 1982 г. [4, 5]. Для составления каталога засух на юге ЕТС использовались каталоги площадей в процентах аномалий осадков менее 80% нормы в мае — июне, площадей распространения комплексных показателей осадки — температура за май — июль, составленные



Рис, 1. Район исследования Северной Атлантики.

А. В. Мещерской и В. Г. Блажевич [6, 7]. На рис. 2 изображена заштрихованная территория, данные по которой использованы для расчета вышеуказанных каталогов. В нее вошло 64 администра-



Рис. 2. Район исследования засух.

гивных района. Список районов и методика расчетов изложена в работе [6]. Из упомянутых работ использовались данные за 1957—75 годы. Мещерская и Блажевич любезно предоставили

автору возможность пользоваться результатами расчета площадей распространения осадков менее 80% нормы и площадей распространения комплексных показателей осадки — температура за 1976—1980 гг., а также рядом значений первого коэффициента разложения  $a_1$ , индекса S Д. А. Педя за период 1957—1982 гг., рассчитанного для указанного района ЕТС. Анализ показал, что между рядом значений площади распространения осадков менее 80% нормы, площадями распространения комплексного показателя, с одной стороны, и значениями первого коэффициента разложения  $a_1$ , индекса S Педя, с другой, существует тесная корреляционная зависимость (r=0.9). Это позволило продлить ряд площадей распространения осадков менее 80% нормы и ряд площадей комилексного показателя осадки — температура до 1982 г.

Таблица 1

Годы (май — июнь)	S менее 80% нормы	Годы (май— июнь)	S менее 80% нормы
· .			
1979	86,6	1960	37,3
1975	70,7	1970	36.5
1981	67,0	1976	32,6
1963	57,3	1969	28,6
1959	55,8	1973	27,4
1968	54,4	1965	27,2
1957	53,0	1982	25,0
1972	52,5	1977	24,3
1966 -	46,0	1958	23,8
1964	43,4	1980	21,0
1961	42,9	1962	16,9
1967	41,9	1974	14,4
1971	37,7	1978	8,8

## Ранжированный ряд значений площади распространения осадков (S) на юге ЕТС (1957—1982 гг.)

Наиболее засушливым годам соответствуют наибольшие площади распространения аномалии осадков менее 80% нормы, наиболее влажным и холодным годам — наименьшие.

Вышеприведенные ранжированные ряды были разделены на две половины. Верхней половине ряда соответствуют наиболее засушливые годы.

Годы (май—- июнь)	S mehee 80% $\Delta t > 1^{\circ} C(\%)$	Годы (май— июнь)	S merice 80% $\Delta t > 1^{\circ} C(\%)$
1979	41,2	1958	12,4
1975	46,8	1970	11,9
1972	41,5	1973	10,2
1981	40,5	1971	9,3
19: <b>3</b>	38,8	1977	8,8
1957		1962	8,4
1959	26,9	1980	7,9
1960	26,2	1982	6,0
1966	25,4	1969	2,7
1961	24,5	1974	1,0
1964	19,8	19 <b>7</b> 6	0,7
1968	19,4	1965	0,4
1967	14,9	1978	0,0

Ранжированные ряды площадей (S) распространения комплексного показателя осадки — температура (1957—1982 гг.)

В табл. З сопоставлены два ряда лет, оказавшихся в верхней части ранжированного ряда. Первый ряд (I) засух выделен по площадям осадков, занятых аномалией менее 80% нормы, второй ряд (II) — по площадям распространения комплексного показателя осадки — температура.

В обобщенный ряд засух включены годы, которые относятся к засушливым согласно обоим показателям засухи. Поскольку 1960 и 1971 гг. подтверждены лишь одним показателем засухи, они не были отнесены к засухам.

Интересно отметить два обстоятельства. Обобщенному ряду засух полностью соответствуют первые 12 членов ранжированного ряда площадей аномалий осадков менее 80% нормы. Отличие состоит лишь в том, какие места занимают в ряде 1957, 1959, 1968 и 1972 гг.

1967 год вошел в разряд засушливых, занимая, после исключения 1960 и 1971 гг., последнее место в первом и втором ряду засух. Это указывает на формальный характер отнесения этого года к засухам. В связи с этим более целесообразно за период с 1957 по 1982 годы относить к засухам лишь следующие одиннадцать лет: 1979, 1975, 1981, 1963, 1972, 1959, 1957, 1968, 1966, 1964, 1961 гг. На первом этапе исследования обработка данных о температуре поверхности океана велась традиционным способом. Для каждого из 46 пятиградусных квадратов определялось отклонение среднемесячной температуры от нормы для января, февраля и марта. На основе этих данных отдельно для западного и восточного сектора Северной Атлантики рассчитывались средняя отрицательная (положительная) температура сектора, число пятиградусных квадратов в секторе с отрицательной (положительной) аномалней температуры, определялись суммы отрицательных (положительных) аномалий температуры сектора для периода с января по март включительно.

Таблица З

№ n/п	Гряд	II ряд	Обобщенный ряд засух
. 1 .	1979	1979	1979
2	1975	1975	1975
3	1981	1972	1981
4	1963	1981	1963
5	1959	1963	1972
6	1968	1957	1959
7	1957	1959	1957
8	1972	1960	1968
9	196 <b>6</b>	<b>1966</b>	1966
10	1964	1961	1964
11	1961	1964	1961
12	1967	196 <b>8</b>	1967
13	1971	1967	

Ранжированные ряды засушливых лет

Анализ связи перечисленных выше температурных характеристик поверхности океана с показателями засушливости на юге ЕТС показал, что в западном секторе между изменчивостью отрицательных аномалий температуры за период январь — март и засухами на юге ЕТС существует зависимость, которая носит неустойчивый характер.

В табл. 4 проведено сопоставление ранжированного ряда с засухами за период 1957—1975 гг.

Из табл. 4 видно, что возникновению засух в январе — марте (I—III) предшествовало развитие в западном секторе. Северной Атлантики отрицательных аномалий температуры поверхности 106

воды. Наибольшей степени развития отрицательных аномалий соответствует наибольшая вероятность возникновения засух на юге ЕТС.

Аналогичное сопоставление, но проведенное на материалах за 1957—1982 гг., не подтвердило существования упомянутой зависимости возникновения засух от степени развития отрицательных аномалий в западном секторе Северной Атлантики. Для объяснения обнаруженной неустойчивости связи было высказано следующее предположение. Как показано выше, за период с 1957 по 1982 гг. возникло 11 засух, т. е., в среднем через 2—3 года. Следовательно, для исследования роли океана в возникновении засух необходимо исследовать короткопериодные изменения его режима.

Таблица 4

Нитерва <b>л</b> кодекса	Год	Сумма от- рицат. ано- малий за I—III	Фактические данные о за- сухах	Вероятность засухи
	1075	67.0		-
от 32,0 и	1975	54.5	засуха	
выше	1974	. 04,0		
	1959	41,4	засуха	83,3 %
	1972	38,3	засуха	
	1964	36,3	засуха	· · ·
	1961	32,9	засуха	
от 24,0	1971	31,8		
до <b>32,0</b>	1966	30,3	засуха	
	1973	29,9		50%
	1957	26,5	засуха	
	1967	24,3		
	1963	24,1	засуха	
· · · · ·				
от 24,0 и	1968	23,6	засуха	
ииже	1969	22,9	-	
	1960	20,6		
	1970	19,6		14,3%
	1962	14,3		
	1958	13,4		
	1965	11.9		
				1

Сопоставление ранжированного ряда отрицательных аномалий температуры воды в Северной Атлантике с засухами на юге ЕТС

В межгодовых изменениях термического состояния поверхности океана в 1957-1974 гг. действительно преобладали короткопериодные изменения, и аномалии температуры, отсчитанные от нормы, их хорошо отражали. Начиная с 1975 г., наряду с короткопериодной, стала проявляться длиннопериодная тенденция в межгодовых изменениях термического состояния океана. Аномалии, отсчитанные от нормы, стали характеризовать именно эти длинно-периодные изменения, не отражая короткопериодных изменений термического режима. Можно предположить, что именно в этом заключена причина неустойчивости связи между развитием отрицательных аномалий в западном секторе Северной Атлантики и возникновением засух на юге ЕТС. Для выявления короткопериодных изменений температуры поверхности океана для 46 упомянутых пятиградусных квадратов были проведены расчеты отклонений температуры воды не от нормы, а от среднего уровня двух предыдущих лет.

Подсчитывались для каждого сектора суммы положительных (отрицательных) аномалий температуры воды с января по март. В табл. 5 представлены ранжированные ряды сумм отрицательных и положительных аномалий температуры западного и восточного сектора за 1959—1982 годы, сопоставленные со сведениями о засухах. Ранжированные ряды сумм отрицательных и положительных аномалий делились на три градации, для каждой из которых определялась вероятность засухи.

Анализ табл. 5 позволяет сделать следующие выводы:

1. Возникновение засух на юге ЕТС обусловлено развитием отрицательных аномалий температуры воды в Северной Атлантике.

2. Основное влияние на возникновение засух оказывает развитие отрицательных аномалий в западном секторе Северной Атлантики. Максимальной степени развития отрицательных аномалий соответствует наибольшая вероятность возникновения засух (75%). Минимальному развитию отрицательных аномалий — минимальная вероятность засух (12,5%).

3. В восточном секторе существует обратная зависимость. Наибольшей вероятности возникновения засух (62,5%) соответствует минимальная степень развития отрицательных аномалий. Связь между развитием отрицательных аномалий и возможностью засух на юге ЕТС в восточном секторе слабее, чем в западном.

4. Положительные аномалии температуры, развившиеся в январе — марте в западном или в восточном секторе Северной Атлантики, не оказывают влияния на возникновение засух на юге ETC.

Выводы о влиянии отрицательных аномалий на возникновение засух в Северной Атлантике необходимо конкретизировать, проследив какие области западного сектора вносят наибольший вклад в межгодовую изменчивость сумм отрицательных температур и, следовательно, определяют возникновение засух. В связи с этим строились ежегодные карты изномал сумм отрицательных тем-
# Таблица 5

# Сопоставление ранжированного ряда сумм аномалий температуры воды в Северной Атлантике со сведениями о засухах на юге ЕТС

	1			<u> </u>				······	
		f		3	ападныи сект	op			
Годы	Сумма поло- жит. анома- лий	Сведения о засухах	Интервал суммы	Вероят- ность засухи	Годы	Сумма отрица- тельн. анома- лий	Сведения о засухах	Интервал суммы	Вероят- ность засухи
1 .	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1964 1974 1975 1959 1980 1971 1960 1966	7,4 10,4 10,7 12,2 15,1 19,1 20,5 22,6	засуха засуха засуха засуха засуха	от 23,0 и ниже	50%	1974 1959 1975 1964 1972 1980 1981 1979	$\begin{array}{c c}69,5 \\ -59,6 \\ -58,8 \\ -48,5 \\ -42,8 \\ -42,4 \\ -37,8 \\ -32,9 \end{array}$	sacyxa sacyxa sacyxa sacyxa sacyxa sacyxa sacyxa	от — 32,4 и выше	75%
1967 1970 1979 1981 1969 1961 1978 1968	23,8 25,0 26,0 29,7 30,4 31,0 31,4 33,1	засуха засуха засуха засуха засуха	от <b>34,3</b> до 23,1	50%	1963 1969 1961 1967 1971 1960 1968 1973	$\begin{array}{r} -32,0\\ -31,9\\ -30,5\\ -30,5\\ -29,4\\ -28,4\\ -28,3\\ -26,3\\ \end{array}$	засуха засуха засуха	от — 26,1 до — 32,3	37,5%
1976 1972 1963 1977 1982 1965 1962 1973	35,5 36,3 38,3 38,8 38,8 40,7 43,9 55,3	засуха засуха	от 34,2 и выше	25%	1966 1976 1962 1978 1977 1970 1965 1982	$\begin{array}{c} -25,7\\ -24,1\\ -19,1\\ -17,1\\ -16,5\\ -16,3\\ -16,3\\ -11,8\end{array}$	засуха	от — 26,0 и ниже	12,5%

Продолжение таблицы 5

•				Восточ	ный сектор				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1964 1976 1981 1965 1982 1972 1969 1977	38,1 30,7 28,5 28,3 23,9 20,8 18,8 17,9	засуха засуха засуха	от 17,4 и выше	37,5%	1973 1963 1962 1975 1940 1977 1974 1969	$ \begin{array}{r} -33,6\\ -30,2\\ -28,8\\ -25,7\\ -24,8\\ -22,0\\ -21,3\\ -21,2\\ \end{array} $	засуха засуха	от — 19,8 и выше	25%
1961 1980 1978 1979 1959 1971 1968 1966	16,9 15,8 15,3 13,5 13,3 12,4 11,3 10,6	засуха засуха засуха засуха засуха засуха	от 10,6 до 17,3	62 <b>,5%</b>	1970 1980 1979 1976 1966 1961 1967 1971	-18,4 -16,3 -15,3 -14,0 -13,3 -12,7 -12,2 -12,0	засуха засуха засуха	от — 11,6 до — 19,7	37,5 <b>%</b>
1975 1960 1973 1967 1970 1963 1962	10,5 8,6 8,5 5,5 5,1 4,7 4 5	засуха засуха	от 10,5 и меньше	25%	1959 1972 1968 1978 1965 1981 1964 1982	-11,0 $-10,2$ $-9,9$ $-7,6$ $-6,4$ $-3,4$ $-2,5$ $-2,4$	засуха засуха засуха засуха засуха	от — 11,5 и ниже	62,5%

0.11

ператур за период с января по март для всего района Северной Атлантики. Анализ карт показывает, что межгодовые изменения сумм отрицательных аномалий Северной Атлантики, как правило, происходят не за счет равномерно распределенного по площади Северной Атлантики повышения или уменьшения величины отрицательных аномалий, а за счет роста его значений в ограниченных зонах.

Уникальная ситуация наблюдалась в 1974 г. Рекордная сумма отрицательных температур в западном секторе возникла не за счет похолодания в ограниченном по площади очаге, а из-за понижения температуры воды на необычно большом пространстве. По-видимому, именно этим объясняется то, что в 1974 г. на юге ЕТС наблюдалась не засуха, а влажное лето.

Анализ карт изномал позволил проследить за миграцией от года к году очагов максимального развития отрицательных аномалий, управляющих возникновением засух на юге ETC. В основном, области понижения температуры воды располагаются в районе Ньюфаундлендской энергоактивной зоны океана. В этом случае на юге ETC наблюдаются засухи средней интенсивности.



Рис. 3. Область отрицательных аномалий температуры поверхности воды в Северной Атлантике в 1959 г.

В годы, когда очаги отрицательных температур смещаются к центру или к северу западного сектора Северной Атлантики, на юге ЕТС возникают особенно сильные засухи (1959, 1963, 1972, 1975, 1981 гг.) (рис. 3, 4, 5, 6, 7).

Таким образом, возникновению засух на юге ЕТС, как правило, предшествует возникновение в январе — марте областей понижения температуры поверхности воды в западном секторе Северной



Рис. 4. Область отрицательных аномалий температуры поверхности воды Северной Атлантики в 1963 г.



Рис. 5. Область отрицательных аномалий температуры поверхности воды Северной Атлантики в 1972 г.



Рис. 6. Область отрицательных аномалий температуры поверхности воды Северной Атлантики в 1975 г.



Рис. 7. Область отрицательных аномалий температуры поверхности воды Северной Атлантики в 1981 г.

Атлантики. При этом в восточном секторе Северной Атлантики, наоборот, области понижения температуры воды выражены слабо или их вообще не наблюдается. По-видимому, области отрицательных аномалий, возникающие в январе — марте, с наступлением весенне-летнего сезона становятся областями температурных контрастов между воздухом охлажденным над областями отрицательных аномалий температуры воды и теплым воздухом, поступающим с континента, что приводит к активизации циклонической деятельности и в конечном счете создает циркуляционные условия, при которых на юге ЕТС возникают засухи.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Тимонов В. В., Смирнова А. И., Непоп К. И. Об очагах взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике. — Океанология, 1970, вып. 5, с. 745—749.
- Малинин В. Н., Смирнов Н. П. К исследованию очагов теплоотдачи в Северной Атлантике. — Труды ААНИИ, т. 362. — Л.: 1977, с. 58—70.
- Марчук Г. И. Моделирование изменений климата и проблема долгосрочного прогноза погоды. — Метеорология и гидрология, № 7, 1979, с. 25—36.
- Средние месячные ежегодные значения гидрометеорологических элементов в Северной Атлантике. Вып. 1. — Обнинск: изд. ВНИИГМИ. Мировой центр данных, 1980. — 111 с.
- 5. Карты средних месячных значений температуры воды на поверхности. ГМЦ. М.: изд. Госкомгидромет.
- Мещерская А. В., Блажевич В. Г. Каталоги площадей аномалий осадков. — Труды ГГО, вып. 400, 1978, с. 99—112.
   Мещерская А. В., Блажевич В. Г. Каталоги площадей комплекса
- Мещерская А. В., Блажевич В. Г. Каталоги площадей комплекса осадки — температура для основных сельскохозяйственных районов юга ЕТС, Северного Казахстана и Западной Сибири. — Труды ГГО, вып. 400 1978, с. 113—133.

#### УДК 551.553: 551.464.626: 551.465.8

## В. А. РЯБЧЕНКО (ЛО ИОАН

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДЕЛИ УГЛЕРОДНОГО ЦИКЛА В СИСТЕМЕ ОКЕАН — АТМОСФЕРА ДЛЯ ОЦЕНКИ ПЕРВИЧНОЙ ПРОДУКЦИИ ФИТОПЛАНКТОНА

Первичная продукция фитопланктона относится к числу наи более важных показателей функционирования биогеоценозов: он определяет цикл большинства химических элементов в Мирово океане. Одним из таких элементов является углерод, изучение глс бального круговорота которого непосредственно связано с пробле 114 мой возможных изменений климата в результате хозяйственной деятельности человечества. Поэтому оценка первичной продукции представляет интерес не только сама по себе, но и необходима для включения биологических процессов в модели глобального цикла углерода.

К настоящему времени получено довольно много оценок глобальной первичной продукции фитопланктона, однако они демонбольшой разброс — их крайние стрируют значения (12 -15 Гт С.год-1 [9] и 155 Гт С.год-1 [8]) отличаются на порядок. Работы, выполненные в последние годы [см. 5-7], несколько сузили этот диапазон. Тем не менее, единого мнения о величине первичной продукции Мирового океана до сих пор нет, что нашло свое отражение в фундаментальной многотомной серии «Океанология». Действительно, во входящем в эту серию двухтомнике «Химия океана» указано, что первичная продукция Мирового океана составляет около 44 Гт С год-1 [2], тогда как согласно «Биологии океана» из той же серии, она равна 23 Гт С.год<sup>1-</sup> [4]. Учитывая сказанное, а также трудности непосредственного оценивания первичной продукции по результатам измерения скорости фотосинтеза в природных условиях, ниже предлагается новый независимый метод оценки этой величины по результатам моделирования сезонной эволюции термического режима и цикла углерода в системе океан — атмосфера.

Прежде чем перейти к изложению самого метода оценки, коротко опишем используемую модель [3]. В работе [3] океан северного полушария представляется в виде области образования холодных глубинных вод и всей остальной части океана (области апвеллинга), в пределах которой поступление холодных глубинных вод из районов их источников компенсируется апвеллингом. В области апвеллинга, где в среднем за год имеет место поступление гепла из атмосферы в океан, выделяются два слоя — верхний квазиэднородный слой (ВКС) и глубинный слой (ГС), отделенные друг эт друга резко выраженным термоклином. В свою очередь, в атмосфере также выделяются две области: 1) область умеренных и низких широт, простирающаяся над областью апвеллинга и граичащей с ней частью суши; 2) область высоких широт, распоюженная над остальной частью суши — областью образования олодных глубинных вод и полярной областью океана, покрытой ьдом. В результате атмосфера и океан представляются в виде истемы связанных между собой пяти боксов — двух атмосферных в дальнейшем будем называть их северным и южным) и трех окенских (ВКС, ГС и область образования холодных глубинных од).

Основные уравнения модели характеризуют бюджет тепла и глерода в атмосферных и океанских боксах. Эти уравнения вмеге с уравнениями для толщины ВКС, выражениями для потоков епла и углерода на границе раздела между ВКС и ГС, для сточников и стоков тепла и углерода в атмосфере и океане, условием мгновенного выпадения избытка влаги в атмосфере, выражениями для составляющих теплового баланса подстилающей поверхности (океана, суши или льда) и потока углекислого газа на границе раздела океан — атмосфера позволяют воспроизвести сезонную эволюцию термического режима и углеродного цикла в системе океан — атмосфера. При этом в качестве исходной информации задаются поток коротковолновой солнечной радиации на верхней границе атмосферы, динамическая скорость ветра, относительная влажность воздуха и подстилающей поверхности, глубина океана, средние годовые значения продукции континентальной биомассы и фитопланктона в океане, продолжительность вегетационного периода, отношение средних годовых значений деструкции и продукции органического вещества в ВКС и ряд других параметров.

Согласно результатам численных экспериментов с описанной выше моделью, средние годовые значения парциального давления р<sub>со,</sub> углекислого газа в атмосферных и океанских боксах слабо зависят от амплитуд сезонных колебаний источников и стоков углерода на суше и в океане, но заметно меняются при варьировании их среднегодовых значений. В то же время средние годовые значения источников и стоков углерода полностью определяются средними годовыми значениями глобальной продукции континентальной биомассы  $R_A$  и фитопланктона  $R_O$ , и отношением у средних годовых значений деструкции и продукции органического вещества в ВКС. Как уже отмечалось, первичная продукция фитопланктона недостаточно хорошо известна. То же можно сказать и о продукции континентальной биомассы. Что касается у, то оценки этой величины, относящиеся к эвфотическому слою, лежат в диапазоне 0,8÷0,9 (см. [2]). Толщина же ВКС не совпадает с толщиной эвфотического слоя (как правило, меньше ее), чтс увеличивает диапазон возможных значений у. Обратим внимание что распределение парциального давления СО2 в атмосфере и океане неплохо известно по данным наблюдений. Тогда модель [3] можно использовать для оценки оптимальных значений  $R_A$ ,  $R_O$  , у, обеспечивающих, при прочих неизменных параметрах, наилуч шее согласование результатов расчета и данных наблюдений.

В качестве количественной характеристики такого согласова ния выберем среднее значение  $\sigma^* = \frac{1}{4} (\sigma_{A1} + \sigma_{A2} + \sigma_{O1} + \sigma_{O2})$  средне квадратичных ошибок  $\sigma_{A1}$ ,  $\sigma_{A2}$ ,  $\sigma_{O1}$ ,  $\sigma_{O2}$  расчета средних годовых значений парциального давления CO<sub>2</sub> соответственно в южном и северном атмосферных боксах, ВКС и области образования хо лодных глубинных вод. Каждая из перечисленных ошибок опреде ляется формулой  $\sigma^2 = [(\langle p_{CO_2}^n \rangle - \langle p_{CO_2}^c \rangle)/\langle p_{CO_2}^m \rangle]^2$ , где индекст *m* и *c* указывают соответственно на измеренное и вычисленное зна чения  $p_{CO_2}$ , знаком  $\langle \rangle$  обозначена процедура осреднения в пре делах годового цикла. Выполненные численные эксперименты показали, что ошибка  $\sigma^*$  практически не зависит от продукции континентальной биомассы  $R_A$ . Поэтому на рисунке  $\sigma^*$  представлена как функция только  $\gamma$  и  $R_0$ . Как видно, оптимальные значения  $\gamma$  и  $R_0$ , при которых, скажем,  $\sigma^* \leq 0.05$ , заключены в пределах  $0.68 \leq \gamma \leq 0.78$  и  $35 \leq R_0 \leq 50$  Гт С · год<sup>-1</sup>. Приведенная оценка  $R_0$  близка к одной из наиболее обоснованных оценок этой величины, полученной с учетом погрешностей радиоуглеродного метода Девойсом [6]. Согласно [6], средняя годовая продукция фитопланктона в Мировом океане составляет 43,5 Гт С · год<sup>-1</sup>.



Ошибка расчета  $\sigma^*$  как функция  $\gamma$  и  $R_0$ . Фактические значения  $p_{CO_2}$  в атмосферных и океанских боксах определены по данным [1].

В заключение заметим, что точность предложенного метода оценки первичной продукции фитопланктона в Мировом океане не может превосходить точности оценки фактических значений парциального давления СО<sub>2</sub> в атмосферных и океанских боксах. Увеличение последней, определяемое главным образом ростом числа данных наблюдений, может существенно улучшить конечный результат.

Автор благодарен А. А. Маркову за помощь в выполнении расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Броекер В. С., Такахаши Т., Симпсон Х. Дж. Пенг Т.-Х. Превращения и судьба СО<sub>2</sub>, образующегося в результате сжигания ископаемого топлива. Можно ли замкнуть глобальный баланс углерода? — В кн.: Проблемы атмосферного углекислого газа. Труды Советско-американского симпозиума в Душанбе 12—20 октября 1978 г. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980.
- 2. Иваненков В. Н., Чернякова А. М. Биохимическое потребление кислорода. — В кн.: Океанология. Химия океана, т. 1. — М.: Наука, 1979.

- 3. Каган Б. А., Рябченко В. А., Сафрай А. С. Модель углеродного цикла в системе океан — атмосфера. — Доклады АН СССР, 1983, т. 272, № 3, c. 705-709.
- 4. Кобленц-Мишке О. И. Первичная продукция. В кн.: Океанология: Биология океана, т. 1. М.: Наука, 1977.

5. Кобленц-Мишке О. И., Кабанова Ю. Г., Волковинский В. В. Новые данные о величине первичной продукции Мирового океана. — Докл. AH CCCP, 1968, ⊤. 183, № 5, c. 1189—1192.

- AH CCCP, 1908, T. 186, 300 5, c. 1189-1192.
  Vooys C. G. N. de Primary production in aquatic environments. In: The global carbon cycle/Eds. Bolin B., Degens E. T., Kempe S., Ketner P. Sci. Comm. Problems Environ., 1978, v. 13.
  Eppley R. W., Peterson B. J. Particulate organic matter and planctonic new production in the deep ocean. Nature, 1979, v. 282, N 5740, 2020.
- p. 677-680.
- 8. Riley G. A. The carbon metabolism and photosynthatic efficiency of the Earth as a whole. Amer. Sci., 1944, vol. 32, p. 129—134.
   9. Steeman-Nielsen E., Jensen A. Primary oceanic production, the autotropic production of organic matter in the oceans. Galathea Rep., 1957, vol. 1, p. 49-136.

УДК 551.465.552: 551.468(261)

Е. М. НОВИКОВА (ЛГМИ)

## РАСЧЕТ АБСОЛЮТНЫХ ГЕОСТРОФИЧЕСКИХ СКОРОСТЕЙ КРУПНОМАСШТАБНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ в северной атлантике

Геострофичность является хорошим приближением для расчета климатических крупномасштабных течений. В последнее время появился ряд работ, использующих геострофическое приближение и данные о полях гидрологических элементов для расчета абсолютных геострофических скоростей. Стоммел и Шотт [5] для описания геострофического движения применили условие консервативности плотности, уравнения сохранения плотности, вертикального геострофического сдвига и линейное уравнение сохранения вихря и получили уравнение сохранения потенциального вихря на β-плоскости (уравнение β-спирали):

$$uh_{xz} + v \left(h_y - \frac{\beta_z}{f}\right)_z = 0, \qquad (1)$$

где и и v — абсолютные скорости геострофического течения вдоль осей x и y, h — высота изопикнических поверхностей, f и β — параметр Кориолиса и его изменение с широтой, оси х, у и z направлены соответственно на восток, север и вверх, индексы x, y, z означают дифференцирование по x, y и z.

Если уравнение сохранения плотности записать с учетом сжимаемости морской воды, то в уравнении сохранения потенциального вихря появляются дополнительные члены [6]:

$$u(h_{xz}+h_xPR)+v\left(h_{yz}-\frac{\beta}{f}\left(1+k\frac{\rho}{\rho_x}\right)+h_yPR\right)=0, \quad (2)$$

где  $PR = k(\rho \rho_{zz} - \rho_z^2) / (\rho_z^2 + k \rho \rho_z) \rho$  — плотность морской воды in situ,  $k = g/c^2$ , c — скорость звука в морской воде.

Абсолютные скорости можно записать в виде:  $u = u_0 + u'$ ,  $v = v_0 + v'$ , где u' и v' — геострофические скорости относительно некоторого отсчетного уровня, определяемые по  $h_x$ ,  $h_y$ ,  $\rho_z$ , известным из наблюдений, из уравнения вертикального геострофического сдвига,  $u_0$  и  $v_0$  — абсолютные геострофические скорости на отсчетном уровне, которые находятся из уравнения сохранения потенциального вихря (1, 2). Из-за наличия шума в исходных данных эти уравнения точно не выполняются. Поэтому пара неизвестных  $u_0$  и  $v_0$  вычисляются из переопределенной системы уравнений, расписанной для «n» горизонтов через конечные разности. Решение системы методом наименьших квадратов позволяет отчасти устранить шум, присутствующий в полях гидрологических элементов.

Для расчета климатических скоростей течений использовались среднегодовые данные по плотности, отнесенные к центрам пятиградусных трапеций с координатами, кратными 2°, 5, на 32 горизонтах. Расчет был выполнен для Северной Атлантики от 20° с. ш. до 60° с. ш. Скорости вычислялись в точках сетки (*i*, *j*) с координатами, кратными 5°. Меридиональные и зональные наклоны изопикн определялись по формулам:

$$h_{x_{i,j}} = (h_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} + h_{i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}} - h_{i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} - h_{i-\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}})/2\Delta x. (3)$$
  
$$h_{y_{l,j}} = (h_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} + h_{i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} - h_{i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}} - h_{i-\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}})/2\Delta y$$

 $\rho_z$ ,  $\rho_{zz}$  находились по плотности  $\rho(i, j)$ , найденной как среднее из четырех окружающих точек. Производные по z в (1, 2) расписывались так, чтобы в слое (N - (N - n)) в конечно-разностной форме выполнялся интегральный закон сохранения вихря.

Можно ожидать, что в диапазоне глубин 300—2000 м наиболее точно выполняется уравнение β-спирали и более достоверны данные по плотности. Была проведена серия численных экспериментов при использовании в расчетах диапазонов глубин 300—2000, 500—2000, 600—2000 и 700—2000 м. За отсчетный уровень бралась глубина 2000 м. Наблюдался так называемый «эффект глубины» [5, 6], т. е. получились различные абсолютные скорости при расчетах по различным диапазонам глубин. В качестве лучшего был взят вариант 600—2000 м. Он давал минимальные невязки в нулевых расходах меридиональной скорости через широтные разрезы, ограниченные берегами [2]. В поверхностных слоях геострофические крупномасштабные скорости, полученные е учетом сжимаемости и без учета сжимаемости, близки (рис. 1, a, b, b) и согласуются с расчетами, выполненными другими авторами [1, 3] при тех же масштабах осреднения плотности. В районе 20°—30° с. ш. получен слабый геострофический перенос 1—2 см/с, направленный в сторону экватора. Хорошо выражено Северо-Атлантическое течение с максимальными скоростями 10—11 см/с и Лабрадорское течение со скоростями 1—2 см/с. Из-за большого масштаба осреднения плотности остался плохо освещенным район Гольфстрима.





С ростом глубины различие в крупномасштабной циркуляции, полученной как при расчетах с учетом (рис. 1, б) и без учета сжимаемости (рис. 1, в), так и другими авторами [3, 4], становится значительным. При учете сжимаемости, циркуляция в глубинных слоях имеет более упорядоченный и более интенсивный характер. На горизонте 2000 м (рис. 1,  $\delta$ ) циркуляция уже полностью перестроилась. Почти на всей акватории течения имеют направления, противоположное поверхностным течениям (восточное и юго-восточное), с наибольшими скоростями под Гольфстримом и Северо-Атлантическим течением (1—2 см/сек), с глубиной эти скорости возрастают до 3 см/сек. Только в южной части расчетной области течения имеют направления, близкие к поверхностным. Здесь циркуляция имеет трехслойный характер, и происходит уже вторичная перестройка поля течений. Для северной части характерна двухслойная зональная циркуляция (рис. 2,  $a, \delta$ ).



Рис. 2. Зональная составляющая абсолютной скорости геострофического течения (см/с) на разрезе 40° с.ш.:

а — с учетом сжимаемости; б — без учета сжимаемости.

В [3, 4] перестройка глубинной циркуляции происходит в более глубоких слоях и носит менее упорядоченный характер. Перестройка глубинной циркуляции по Вюсту [2], также как при расчетах с учетом сжимаемости, начинается с глубин около 1000 м.

Отчетливо двухслойность зональной циркуляции, при расчетах по (2), видна на широтных разрезах (рис. 3, *a*, *б*). На 35—40° с. ш. линия раздела между зональной составляющей, направленной на восток, и глубинной зональной составляющей, направленной на запад, расположена на глубине 800—1000 м. Дальше к северу с ослаблением зонального потока происходит заглубление линии раздела до 1200—1500 м. Линия раздела вырождается в районе



Рис. 3. Меридиональная составляющая абсолютной скорости геострофического течения (см/с) на разрезе 40° с. ш.: *а* — с учетом сжимаемости; *б* — без учета сжимаемости.

Лабрадорского и Канарского течений. При расчетах без учета сжимаемости получилась менее интенсивная глубинная циркуля ция с трехслойной структурой в восточной части океана (рис. 2, б) Меридиональный поток при учете сжимаемости имеет ячеистук 122 структуру (рис. 3, а) с разнонаправленными потоками на одинаковых глубинах. Нет линии раздела, ниже и выше которой получились бы потоки разных направлений. Около 35-40° з.д. прослеживается меридиональная ячейка, в которой поток направлен на север от поверхности до дна (в северной части) и от 1000 м до дна (в южной части) со скоростями ~ 0.2-0.5 см/с. Под ядрами меридиональных составляющих потоков в глубинных слоях получились потоки противоположного направления. При расчетах структура меридионального потока без учета сжимаемости получилась более пестрой (рис. 3, б), с менее интенсивной циркуляцией.

Проведенное исследование показало, что структура климатической геострофической циркуляции в Северной Атлантике, рассчитанная с учетом и без учета сжимаемости, сушественно различается. Особенно это четко проявляется в зональной циркуляции, в структуре и в интенсивности глубинной циркуляции (с учетом сжимаемости — 1-2 см/с, без учета — 0,5-1 см/с). У других авторов перестройка глубинной рециркуляции заканчивается в менее глубоких слоях (~1000-1200 м). Нельзя выделить такую поверхность, на которой обе составляющие скорости одновременно обращались бы в нуль (так называемую «нулевую поверхность»). Для меридиональной составляющей характерна ячеистая структура. Для устранения некоторой неопределенности при выборе диапазона глубин при расчетах абсолютной скорости, на отсчетном уровне необходима дополнительная фильтрация исходных полей.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Булатов Р. П. Циркуляция вод Атлантического океана в различных пространственно-временных масштабах. - В кн.: Океанологические исследования. — М.: Наука, 1971, т. 22, с. 7—93.
- 2. Дитрих Г., Калле К. Общее мореведение. Л.: Гидрометеоиздат, 1961, 461 c.
- 3. Поярков С. Т., Демин Ю. Л., Булатов Р. П. Циркуляция поверхностных вод Атлантического океана. — Океанология, 1976, № 3. с. 416-421.
- 4. Поярков С. Т., Демин Ю. Л., Булатов Р. П. Структура крупномасштабной циркуляции вод Атлантического океана. — Метеорология и
- касптасной паркуляций вод Аглантического океана. Метеорология и гидрология, 1976, № 3, с. 51—59.
  5. Schoot F., Stommel H. Beta spirals and absolute velocities in different oceans. Deep Sea Res., 1978, v. 25, N 11, p. 961—1010.
  6. Schoot F., Zantoff R. Calculation of absolute velocities from different
- parameters in the western North Atlantic. J. Geophys. Res., Ser. c. 11. 1979, vol. 84, p. 6990-6994.

УДК 551.465.7

А. М. ШКОЛЬНИК (ЛО ИОАН)

## ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ КЛИМАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВЕТРА

Наиболее разработанный подход к проблеме моделирования климата основывается на трехмерных гидродинамических моделях атмосферы и океана с учетом процессов в криосфере. Эти модели предназначены для индивидуального воспроизведения эволюции погоды, в частности, процессов, связанных с бароклинной неустойчивостью атмосферы. Поэтому интегрирование уравнений ведется с малым временным шагом. Статистическая информация затем извлекается путем осреднения полученных решений. При таком подходе предполагается, что, несмотря на малый интервал индивидуальной предсказуемости, статистические характеристики термодинамического режима, атмосферы воспроизводятся достаточно хорошо, что и подтверждается сравнением результатов с климагическими данными.

Единственным, но принципиальным препятствием для применения моделей погоды в проблемах климата является их чрезмерная сложность. Это приводит к тому, что многие задачи теории климата не могут быть решены. В особенности это относится к проблеме климатического моделирования взаимодействия океана и атмосферы. Медленный отклик океана на атмосферные воздействия вынуждает проводить численные эксперименты на моделях океан — атмосфера на длинные сроки.

Решением проблемы является построение специальных уравнений климата, описывающих медленную эволюцию климатических полей. Возможные подходы к этой задаче обсуждаются в работах Монина, Чаликова [1, 2]. Вывод уравнений климата основывается на осреднении исходных уравнений. Это приводит к появлению новых членов — климатических моментов полей скорости, температуры и влажности. Наиболее простой способ замыкания уравнений заключается в параметризации вторых моментов.

Второй эффект осреднения выражается в том, что динамические уравнения становятся почти стационарными. Уравнение тенденции приземного давления с большой точностью обращается в уравнение неразрывности для полных потоков в атмосфере. Если при этом в уравнениях движения сохранить производные по времени для учета динамической инерции соленоидальной компоненты скорости, то система динамических уравнений примет вид:

$$\frac{\partial pu}{\partial t} = fpv - \frac{p}{a\cos\varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} - \frac{RT}{a\cos\varphi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + g \frac{\partial \tau_u}{\partial z} + F_u;$$

$$\frac{\partial pv}{\partial t} = -fpu - \frac{p}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} - \frac{RT}{a} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + g \frac{\partial \tau_u}{\partial z} + F_v;$$

$$\int_{0}^{1} \left( \frac{\partial pu}{\partial \lambda} + \frac{\partial pv\cos\varphi}{\partial \varphi} \right) dz = 0.$$
(1)

Здесь u, v — компоненты скорости в направлениях  $\lambda$  и  $\varphi$ ; p — при земное давление; R — газовая постоянная для воздуха; T — тем пература;  $\tau_u, \tau_v$  — компоненты вертикального потока импульса z=p(z)/p — вертикальная координата;  $F_u, F_v$  — не выписанным явно члены динамических уравнений, включающие нелинейным

члены и параметризованные вторые моменты поля скорости. В качестве граничных условий по  $\lambda$  примем условие периодичности.

В настоящей статье внимание сосредоточено на одном из наиболее сложных этапов решения климатических уравнений — методе расчета поля давления, обеспечивающего соленоидальность полных потоков в атмосфере при заданном поле температуры. Строится решение системы (1) при  $F_u = 0, F_v = 0$ . Алгоритм является составным звеном численной схемы для полных климатических уравнений.

По вертикали разобьем атмосферу на 4 слоя толщиной  $\Delta z =$ =0.25. За значение переменной на слое берется среднее по тол-

щине:  $a_k = \frac{1}{\Delta z} \int_{0}^{z_{-1}} a dz$ ; где k = 1, ..., 4 — номер слоя, считая от по-

верхности:  $z_k = 1 - \Delta zk; z_0 = 1.$ 

Обозначим  $U_k = pu_k$ ,  $V_k = pv_k$ . Уравнения для слоя k примут вил:

$$\frac{\partial V_{k}}{\partial t} = fV_{k} - \frac{RT_{k}}{a\cos\varphi} \frac{\partial p}{\partial\lambda} - \frac{p}{a\cos\varphi} \frac{\partial \Phi_{k}}{\partial\lambda} + g\left(\frac{\partial\tau_{\mu}}{\partial z}\right)_{k}; \qquad (2)$$
$$\frac{\partial V_{k}}{\partial t} = -fU_{k} - \frac{RT_{k}}{a} \frac{\partial p}{\partial\varphi} - \frac{p}{a} \frac{\partial\Phi_{k}}{\partial\varphi} + g\left(\frac{\partial\tau_{\nu}}{\partial z}\right)_{k};$$
$$\sum_{k=1}^{4} \left(\frac{\partial U_{k}}{\partial\lambda} + \frac{\partial V_{k}\cos\varphi}{\partial\varphi}\right) \Delta z = 0. \qquad (3)$$

Примем, что вертикальный поток импульса существен лишь у поверхности:

 $\tau_u = \tau_{u0} \,\delta(z-1); \ \tau_v = \tau_{v0} \,\delta(z-1);$ 

и используем экмановскую параметризацию трения

$$g \tau_{u0} = c_2 V_1 - c_1 U_1; g \tau_{v0} = -c_2 U_1 - c_1 V_1;$$

где  $c_1 = \gamma \cos \alpha$ ,  $c_2 = \gamma \sin \alpha$ ,  $\gamma = c_0 \sqrt{u_0^2 + v_0^2} g \rho_0 / (p_0 \Delta z)$ .

Примем, что изменение угла поворота ветра в пограничном слое с широтой описывается эмпирической зависимостью

$$\alpha = 0.51 \sin \varphi$$
.

Значение  $\gamma$  определим по характерным значениям  $U_0, V_0, p_0$ и примем постоянным.

Выполним конечно-разностную аппроксимацию уравнений (2), (3) на широтно-меридиональной сетке с шагами  $\Delta \lambda = 2 \pi / N$ ,  $\Delta \phi = \pi/2 M$  и шагом по времени  $\Delta t$ . Рассмотрим область  $\omega$ :

$$(i-1)\Delta\lambda < \lambda < i\Delta\lambda, \ 1 \le i \le N;$$
  
$$(j-M-1)\Delta\varphi < \varphi < (j-M) \ \Delta\varphi; \ 1 \le j \le 2M.$$

Пусть  $\sigma$  — граница области  $\omega$ ;  $\sigma_{\lambda}$ ,  $\sigma_{\varphi}$  — ее части, принадлежащие линиям  $\lambda = (i - 1)\Delta\lambda$ ,  $\varphi = (j - M - 1)\Delta\varphi$ . Аппроксимация вектора (u, v) аналогична использованной Кживицким и Ладыженской при решении уравнений Навье — Стокса [3]:

$$U_{ij} = \frac{1}{\Delta \varphi} \int_{\sigma_{\lambda}} U d \varphi; \quad V_{ij} = -\frac{1}{\Delta \lambda} \int_{\sigma_{\varphi}} V d \lambda.$$
 (4)

В качестве дискретных значений скалярных величин возьмем значения в центрах ячеек

$$a_{ij} = a\left(i\Delta\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}, j\Delta\varphi + \frac{\Delta\varphi}{2}\right), i = 1, \ldots, N, j = 1, \ldots, 2M.$$

Используем обозначения:

$$a_{\overline{t}}(\lambda, \varphi, t) = \frac{1}{\Delta t} (a(\lambda, \varphi, t) - a(\lambda, \varphi, t - \Delta t)),$$

$$a_{\lambda}(\lambda, \varphi, t) = \frac{1}{\Delta \lambda} (a(\lambda + \Delta \lambda, \varphi, t) - a(\lambda, \varphi, t)),$$

$$a_{\overline{\lambda}}(\lambda, \varphi, t) = \frac{1}{\Delta \lambda} (a(\lambda, \varphi, t) - a(\lambda - \Delta \lambda, \varphi, t)).$$

Аналогично определяются  $a_{\varphi}$ ,  $a_{\overline{\varphi}}$ .

При выбранной аппроксимации (4) для соленоидального вектора  $\vec{W} = (U, V)$  в силу того, что

$$\vec{W}\vec{n}ds=0,$$
 (5)

при *j*=2, ..., 2*M* — 1 выполняется

$$\mathcal{J}_{\lambda,ij} + (V_{ij}\cos\varphi)_{\varphi} = 0.$$

Для околополюсных точек из (5) следует:

$$U_{\lambda,i1} + \frac{V_{i2}\cos\varphi_2}{\Delta\varphi} = 0$$
, при  $j=1;$ 

$$U_{\lambda, i2M} + \frac{V_{i2M}\cos\varphi_{2M}}{\Delta\varphi} = 0, \, \mathrm{пр} \mu j = 2 \, M.$$

По времени используем неявную схему.

Для аппроксимации членов  $\frac{\partial p}{\partial \lambda}$  и  $\frac{\partial p}{\partial \varphi}$  в уравнениях движения

реализуем две возможности:

- 1) используем «разности назад» (схема 1);
- 2) используем центральные разности (схема 2).

Это приводит к разностным схемам, аппроксимирующим исходную дифференциальную систему с первым и вторым порядками точности по пространственным переменным, соответственно.

Схема 1 имеет вид:

$$U_{\overline{t}, \, ljk}^{n+1} = f V_{ijk}^{n+1} - \frac{RT_{ijk}}{a \cos\varphi_j} p_{\overline{\lambda}, \, ij}^{n+1} - \frac{p_{ij}^{n+1}}{a \cos\varphi_j} \Phi_{\overline{\lambda}, \, ljk} + c_2 V_{ijk}^{n+1} \delta_{k1} - c_1 U_{ijk}^{n+1} \delta_{k1}; \ i = 1, \dots, N; \ j = 1, \dots, 2M; \ k = 1, \dots, 4;$$
(6)  

$$V_{\overline{t}, \, ljk}^{n+1} = -f U_{ijk}^{n+1} - \frac{RT_{ijk}}{a} p_{\overline{\varphi}, \, lj}^{n+1} - \frac{p_{ij}^{n+1}}{a} \Phi_{\overline{\varphi}, \, ljk} - c_2 U_{ijk}^{n+1} \delta_{k1} - c_1 V_{ijk}^{n+1} \delta_{k1}; \ i = 1, \dots, N; \ j = 1, \dots, 2M; \ k = 1, \dots, 4;$$
(7)  

$$\sum_{k=1}^{4} (U_{\lambda, \, ljk}^{n+1} + (V_{ijk}^{n+1} \cos\varphi_j)\varphi) \Delta z = 0; \ i = 1, \dots, N; \ j = 1, \dots, N; \ k = 1, \dots, N;$$
(8)  

$$\sum_{k=1}^{4} (U_{\lambda, \, l2Mk}^{n+1} - \frac{1}{\Delta\varphi} V_{l2M}^{n+1} \cos\varphi_{2M}) \Delta z = 0; \ i = 1, \dots, N;$$
(8)

Для вычисления  $p_{\lambda, 1j}^{n+1}$  в (6) и  $U_{\lambda, Njk}^{n+1}$  в (8) используем условие периодичности по  $\lambda$ :

$$p_{\overline{\lambda}, 1j}^{n+1} = \frac{1}{\Delta \lambda} \left( p_{1j}^{n+1} - p_{Nj}^{n+1} \right); \ U_{\lambda, Njk}^{n+1} = \frac{1}{\Delta \lambda} \left( U_{1jk}^{n+1} - U_{Njk}^{n+1} \right).$$

Для вычисления  $p_{\tilde{\varphi}, l1}$  в (7) используем условие периодичности по  $\varphi$ :

$$p_{\overline{\varphi}, i1} = \frac{1}{\Delta \varphi} (p_{i1} - p_{i+\frac{N}{2}-1}), \text{ при } i=1, \dots, \frac{N}{2};$$

$$p_{\overline{\varphi}, i1} = \frac{1}{\Delta \varphi} (p_{i1} - p_{i-\frac{N}{2}-1}), \text{ при } i=\frac{N}{2}, \dots, N$$

(N - четно).

Число уравнений системы (6)—(8) равно числу неизвестных  $U_{ijk}^{n+1}$ ,  $V_{ijk}^{n+1}$ ,  $p_{ij}^{n+1}$ . Однако система вырождена. Действительно, любое из уравнений (8) может быть получено суммированием (8), записанных для оставшихся *i*, *j*:

$$\sum_{k=1}^{4} [(U_{i0j0k})_{\lambda} + (V_{i0j0k} \cos \varphi_{j0})_{\varphi}] = -\sum_{\substack{i=1\\i\neq i0}}^{N} \sum_{\substack{j=1\\j\neq i0}}^{2M} \sum_{\substack{k=1\\k=1}}^{4} [(U_{ijk})_{\lambda} + (V_{ijk} \cos \varphi_{j0})_{\varphi}].$$

Поэтому добавим к системе (6) — (8) еще одно уравнение

$$\frac{1}{2MN}\sum_{i,j} p_{ij}^{n+1} = p_0, \qquad (9)$$

где p<sub>0</sub> — среднее приземное давление в начальный момент.

Полученная система (6)—(9) однозначно разрешима, т. к. соответствующая однородная система имеет только тривиальное решение. Это следует из разностного аналога энергетического соотношения, которое можно получить для построенной разностной схемы. Домножим для этого (6) на  $2\Delta t \Delta \lambda \Delta \phi \Delta z \cos \varphi_j \frac{U_{ijk}^{n+1}}{p_{ij}^{n+1}}$ , (7)— на  $2\Delta t \Delta \lambda \Delta \phi \Delta z \cos \varphi_j \frac{V_{ijk}^{n+1}}{p_{ij}^{n+1}}$ , сложим и просуммируем по всем *i*, *j*, *k*. Получим

$$2 \Delta t \sum_{ij} \frac{\Delta \lambda \Delta \phi \Delta z \cos \phi_j}{p_{ij}^{n+1}} \sum_k (U_{\bar{t}, \, ljk}^{n+1} U_{ijk}^{n+1} + V_{\bar{t}, \, ljk}^{n+1} V_{ijk}^{n+1}) = \\ = -2\Delta t R \sum_{a_{ij}} \frac{\Delta \lambda \Delta \phi \Delta z \cos \phi_j}{p_{ij}^{n+1}} \sum_k [T_{ijk} (p_{\bar{\lambda}, \, ij}^{n+1} U_{ijk}^{n+1} + p_{\bar{\varphi}, \, lj}^{n+1} V_{ijk}^{n+1} \cos \phi_j) + \\ + (\Phi_{\bar{\lambda}, \, ljk} U_{ijk}^{n+1} + \Phi_{\bar{\varphi}, \, ljk} V_{ijk}^{n+1} \cos \phi_j)] - \\ - 2\Delta t \sum_{ij} c_1 \frac{\Delta \lambda \Delta \phi \Delta z \cos \phi_j}{p_{ij}^{n+1}} [(U_{ij1}^{n+1})^2 + (V_{ij1}^{n+1})^2].$$
(10)

Преобразуем левую часть (10), используя соотношение

$$2\Delta t \ \frac{U_{\vec{t}, \, ijk}^{n+1} \ U_{ijk}^{n+1}}{p_{ij}^{n+1}} = \frac{(U_{ijk}^{n+1})^2}{p_{ij}^{n+1}} - \frac{(U_{ijk}^n)^2}{p_{ij}^n} + \Delta t^2 \frac{(U_{\vec{t}, \, ijk}^{n+1})^2}{p_{ij}^{n+1}} + \Delta t \frac{(U_{ijk}^n)^2 \ p_{\vec{t}, \, ij}^{n+1}}{p_{ij}^n p_{ij}^{n+1}}$$

и аналогичное соотношение для  $V_{\overline{t, ijk}}^{n+1}$   $V_{ijk}^{n+1}$ .

Используя формулы разностного интегрирования по частям, цикличность, уравнение неразрывности в форме (8) и условие постоянства температуры, легко показать, что первая сумма в правой части равна 0. В результате получим соотношение для изменения кинетической энергии на временном интервале  $(n \Delta t, n \Delta t + \Delta t)$ :

$$\sum_{ij} \frac{\Delta \lambda \Delta \varphi \Delta z \cos \varphi_j}{p_{ij}^{n+1}} \sum_k \left[ (U_{ijk}^{n+1})^2 + (V_{ijk}^{n+1})^2 \right] - \sum_{ij} \frac{\Delta \lambda \Delta \varphi \Delta z \cos \varphi_j}{p_{ij}^n} \sum_k \left[ (U_{ijk}^n)^2 + (V_{ijk}^n)^2 \right] = -\Delta t^2 \sum_{ij} \frac{\Delta \lambda \Delta \varphi \Delta z \cos \varphi_j}{p_{ij}^{n+1}} \sum_k \left[ (U_{ijk}^{n+1})^2 + (V_{ijk}^{n+1})^2 \right] -$$

$$-\Delta t \sum_{ij} \frac{p_{ij}^{n+1} \Delta \lambda \Delta \varphi \Delta z \cos \varphi_j}{p_{ij}^n p_{ij}^{n+1}} \sum_{k} \left[ (U_{ijk}^n)^2 + (V_{ijk}^n)^2 \right] - 2\Delta t \sum_{ij} c_1 \frac{\Delta \lambda \Delta \varphi \Delta z \cos \varphi_j}{p_{ij}^{n+1}} \left[ (U_{ij1}^{n+1})^2 + (V_{ij1}^{n+1})^2 \right].$$
(11)

Первый и третий члены в правой части отрицательны, а второй по абсолютной величине по крайней мере на 2 порядка меньше третьего. Отсюда следует устойчивость разностной схемы 1 при сколь угодно больших  $\Delta t$ .

Чтобы получить решение системы (6)—(9), выразим  $U_{ijk}^{n+1}$ ,  $V_{ijk}^{n+1}$  из (6), (7)

$$U_{ijk}^{n+1} = \frac{1}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} \left( \varepsilon_1 \left( F_1 - \frac{RT_{ijk}}{a \cos \varphi_j} p_{\lambda, ij}^{n+1} \right) + \varepsilon_2 \left( F_1 - \frac{RT_{ijk}}{a} p_{\varphi, ij}^{n+1} \right) \right);$$

$$V_{ijk}^{n+1} = \frac{1}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} \left( \varepsilon_1 \left( F_2 - \frac{RT_{ijk}}{a} p_{\varphi, ij}^{n+1} \right) - \varepsilon_2 \left( F_1 - \frac{RT_{ijk}}{a \cos \varphi_j} p_{\lambda, ij}^{n+1} \right) \right), \quad (12)$$

$$r_{\mathcal{A}}e F_1 = \frac{1}{\Delta t} U_{ijk}^n - \frac{p_{ij}^{n+1}}{a \cos \varphi_j} \Phi_{\overline{\lambda}, ijk};$$

$$F_2 = \frac{1}{\Delta t} V_{ijk}^n - \frac{p_{ij}^{n+1}}{a} \Phi_{\overline{\varphi}, ijk};$$

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{\Delta t} + c_1 \delta_{k1}; \quad \varepsilon_2 = f + c_2 \delta_{k1}.$$

Подставив (12) в (8), получим систему относительно  $p_{ij}^{n+1}$ , матлица которой состоит из  $2M \times 2M$  блоков, размерности  $N \times N$  каж-

цый, образующих трехдиагональную структуру. Для численного решения истемы используем прямой метод обращения — метод матричной проонки [4]. Затем по найденному полю ириземного давления  $p_{ij}^{n+1}$  из (12) описделим трехмерное поле скорости.

При аппроксимации производных авления в уравнениях (2) центральыми разностями (схема 2) используем азнесенную сетку (рис. 1). Точки, которым отнесены компоненты ско-

ости  $u_{ii}$ , сдвинуты на полшага влево о  $\lambda$ ,  $v_{ii}$  — на полшага вниз по  $\varphi$  от очек, к которым отнесено давление.



Рис. 1. Шабдон сетки схемы 2.

При использовании центральных разностей возникают дополительные трудности в связи с необходимостью интерполировать либо значения p в угловых точках, либо u — в точках, где определено v, и v — в точках, где определено u.

Построим схему 2, интерполируя значения p. Это позволил так же, как и в случае схемы 1, свести задачу к обращению конечноразностного оператора, действующего на сеточную функцик  $p_{ij}^{n+1}$ .

При этом вместо (12) будем иметь:

$$U_{ijk}^{n+1} = \frac{1}{\varepsilon_{1}^{2} + \varepsilon_{2}^{2}} \left( \varepsilon_{1} \left( F_{1} - \frac{RT_{ijk}}{a \cos \varphi_{j}} \frac{p_{ij}^{n+1} - p_{i-1j}^{n+1}}{\Delta \lambda} \right) + \\ + \varepsilon_{2} \left( F_{2} - \frac{RT_{ijk}}{a} \frac{p_{i-1j-1}^{n+1} + p_{ij+1}^{n+1} - p_{i-1j-1}^{n+1} - p_{ij-1}^{n+1}}{4 \Delta \varphi} \right) \right);$$

$$V_{ijk}^{n+1} = \frac{1}{\varepsilon_{1}^{2} + \varepsilon_{2}^{2}} \left( \varepsilon_{1} \left( F_{2} - \frac{RT_{ijk}}{a} - \frac{p_{ij}^{n+1} - p_{ij-1}^{n+1}}{\Delta \varphi} \right) - \\ - \varepsilon_{j} \left( F_{1} - \frac{RT_{ijk}}{a \cos \varphi_{j}} - \frac{p_{i+1j}^{n+1} + p_{i+1j-1}^{n+1} - p_{i-1j}^{n+1} - p_{i-1j-1}^{n+1}}{4 \Delta \lambda} \right) \right).$$
(13)

По  $\lambda$  используем цикличность, как и в схеме 1. Значения p в по люсных точках найдем как средние значений давления в около полюсных точках. Для обращения конечноразностного оператора как и в первом случае, используем метод матричной прогонки Отметим, что для схемы 2 не выполняется соотношение, анало гичное (11). Это является следствием интерполяции значений p

Таким образом, к преимуществам схемы 1 можно отнести бо́льшую простоту, что приводит к экономии машинной памяти времени счета, а также выполнение энергетического соотношения К недостаткам — меньшую точность аппроксимации, несохране ние симметрии.

Обе изложенные схемы были реализованы в виде алгоритмо и программ, осуществляющих расчет поля ветра в атмосферє Расчет производился для модельного поля температуры:

$$T(z, \lambda, \varphi) = 250 + 50 \cos \varphi - (20 + 65 \cos \varphi) (1 - z) + + 5 \cos 2\lambda \sin 2\varphi.$$

(14)

При выборе формулы (14) мы стремились сохранить основны черты глобального распределения среднегодовой температурь Первые три члена формулы отражают зонально осредненные сред негодовые значения [5]. На рис. 2 пунктиром представлены изс линии исходного поля температуры, осредненного по вертикал (отклонение от среднего значения).

Расчеты проводились с различными шагами по времени:  $\Delta t = -10^4$ ,  $10^5$ ,  $10^6$  сек. Расчеты показали: близость результатов, полу чаемых при использовании двух приведенных схем; хорошее сс впадение результатов при счете с различными временными ша гами на один и тот же промежуток времени.

Расчеты показали, что для данного поля температуры стационарный режим устанавливается за промежуток порядка 3.10<sup>6</sup> сек. На рис. 2 представлены изолинии поля приземного давления, соответствующего стационарному режиму, полученные при использовании схемы 1.

Изложенные схемы используются при построении очередной версии климатической модели ИОАН.

Автор благодарит Д. В. Чаликова за руководство работой.



Рис. 2. Горизонтальное распределение исходной средней температуры атмосферы (отклонение от 251,1 К) — 1; и рассчитанное поле приземного давления (отклонение от 1013 гПа) — 2.

### ЛИТЕРАТУРА

- Монин А. С. Введение в теорию климата. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 248 с.
- Чаликов Д. В. Зональные модели атмосферы Известия АН СССР, сер. ФАО, 1982, т. 18, № 12, с. 1247—1255.
- Кживицкий А., Ладыженская О. А. Метод сеток для нестационарных уравнений Навье-Стокса. — Труды Мат. института им. В. А. Стеклова, т. 92. — М.; Л.: 1966, с. 93—99.
- Марчук Г. И. Методы вычислительной математики М.: Наука, 1980. 536 с.
- Oort A. H., Rasmusson E. M. Atmospheric circulation statistics. NOAA prof. paper, 1971, v. 5.

ДК 551.465: 551.468 (267)

С. Б. ЗАВЕРТЯЕВ, В. Н. МАЛИНИН, М. И. МАСЛОВСКИЙ (ЛГМИ)

## КРУПНОМАСШТАБНАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ТЕПЛО-И ВЛАГООБМЕНА В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

Изучение пространственно-временной изменчивости турбулентых потоков тепла и влаги в масштабах времени от месяца до сезона занимает важное место в национальной программе СССІ «Разрезы» [7]. При этом особое значение приобретает выделени и исследование энергоактивных зон океана (очагов теплоотдачи [17], которые по некоторым данным могут играть ключевую рол в проблеме крупномасштабного взаимодействия океана с атмс сферой.

Данные стандартных судовых измерений (судов погоды), к сс жалению, не обеспечивают необходимого разрешения по простран ству. Кроме того, в середине семидесятых годов часть судов пс годы прекратила работу в Северной Атлантике. Поэтому дл решения указанных задач, необходимы другие источники исход ных данных. К ним, в частности, могут быть отнесены материали попутных судовых наблюдений, неоспоримым преимуществом кс торых является их массовость.

Результаты измерений температуры воздуха, скорости ветра температуры поверхностного слоя воды на попутных и экспедици онных судах обработаны по специальной методике во ВНИИГМИ МЦД с 1957 по 1974 г. [13, 14, 15]. Эти данные осреднялись п пространству и времени. Единицей временного осреднения являлс календарный месяц, а пространственного осреднения — пятигра дусная сферическая трапеция, образованная пересечением парај лелей и меридианов, именуемая далее «квадратом».

Точность оценок средних месячных значений метеорологически элементов по данным попутных судовых измерений рассмотрен в работе [6], результаты которой свидетельствуют об их надеж ности и возможности использования для изучения атмосферны процессов над океаном. Нами выбрано 162 квадрата с водно поверхностью не менее 50%, расположение которых представлен на рис. 1. Вся исходная информация записывалась на магнитну ленту. Набор данных содержит 18 файлов. Каждый файл вклк чает в себя среднемесячные поля скорости ветра, температур воды и воздуха за один год. Все расчеты производились на ЭВ1 EC-1022.

Для оценки испарения с поверхности океана необходимо знат перепад влажности в приводном слое. Предположим, что у вој ной поверхности влажность находится в состоянии насыщени: в результате появляется возможность рассчитывать ее по темп ратуре воды с учетом солености [8]. Измерения же влажност воздуха на попутных судах значительно менее надежны и боле отрывочны по сравнению с другими элементами (напр., темпер: турой воздуха). Это не позволяет в настоящее время использо вать такие данные в расчетах турбулентного потока водяного пар Поэтому и возникает задача предвычисления поля влажности на океаном по косвенным характеристикам.

В работе [12] по данным судовых и градиентных наблюдени в различных частях Мирового океана, исключая полярные райони получена эмпирическая зависимость, позволяющая определить у 132 угость водяного пара e<sub>z</sub> при различных условиях температурной тратификации в приводном слое и имеющая вид:

$$e_z = 0.85 \, e_0 \, 0.91^{\Delta t} \,, \tag{1}$$

де  $e_0$  — насыщающая упругость водяного пара, определяемая по емпературе воды,  $\Delta t$  — разность температур вода — воздух.



Рис. 1. Схема расположения пятиградусных квадратов в Северной Атлантике.

Нами была выполнена проверка формулы (1) по данным дени кораблей погоды за 1951—1970 гг. При этом производилось реднение по отдельным сезонам года. Результаты расчета, предавленные в табл. 1, характеризуют в основном систематические огрешности. Из табл. 1 следует, что они в общем невелики, одако можно отметить некоторое пространственное смещение оцеок: в северных районах практически во все сезоны года формула 1) занижает влажность воздуха, а в южных районах, напротив, вышает влажность воздуха.

Поскольку корабли погоды не охватывают наблюдениями трочческую и экваториальную зоны океана, то для оценки ошибок редвычисления величин влажности воздуха был использован атас Атлантического океана [2]. Как оказалось, формула (1)

системтически завышает значение упругости водяного пара для всех сезонов года. Аналогичные результаты для тропической зоны были получены в работе [10], в которой производилось сравнение предвычисленных по формуле (1) и измеренных на попутных судах значений влажности воздуха.

Возможная погрешность в величинах турбулентного потока влаги за счет ошибок в значениях влажности воздуха, как показали наши оценки, составляет в среднем по всем кораблям погоды за двадцатилетний период около 15%. Увеличение погрешности обусловлено тем, что перепад влажности в приводном слое ( $\Delta e = e_0 - e_z$ ), по которому определяется испарение, как правило, является малой разностью больших величин  $e_0$  и  $e_z$ .

Таблица 1

1				
Корабль погоды	Зима	Весна	Лето	Осень
Á	-2,1	-1,9	, —5,7	-1,3
B	-2,0	-0,3	-6,5	-2,8
С	0,8	-0,3	-4,3	0,8
D	-2,3	-1,6	-3,9	1,1
E	5,1	4,1	3,3	4,6
Ι	-6,3	3,4	6,2	6,9
J	-2,0	0,0	-3,6	0,4
K	2,2	1,3	0,7	1,5
M	-2,3	-1,2	3,4	—1,6
				4

Относительные ошибки (%) вычисления влажности воздуха по формуле (1) для девяти кораблей погоды, осредненные по сезонам года

Поэтому, чтобы уменьшить возможные ошибки предвычисления испарения, целесообразно производить восстановление не самогс поля влажности, а перепада влажности в приводном слое. При достаточно больших пространственно-временных масштабах осреднения основным фактором, влияющим на формирование перепада влажности, является стратификация приводного слоя, т. е. раз ность температур воды и воздуха. В этом случае связь между характеристиками температуры и влажности в безразмерном виде можно выразить следующим образом:

$$\frac{e_0-e_z}{e_0}=f\left(\frac{t_0-t_z}{t_0}\right),\qquad(2)$$

где f — некоторая функция, которая может быть определена по натурным данным.

Получённые результаты свидетельствуют о существовании достаточно отчетливо выраженной связи между указанными безразмерными комплексами для всех судов погоды. Однако определение с высокой точностью параметров функциональной зависимости (например, методом наименьшимх квадратов) между  $\Delta e/e_0$  и  $\Delta t/t_0$  несколько затруднено из-за наличия существенных случайных ошибок в полях влажности и температуры воды и воздуха.

С целью уменьшения случайных ошибок предварительно была выполнена фильтрация исходных полей  $\Delta e/e_0$  и  $\Delta t/t_0$  методом главных компонент. При этом использовались матрицы размером 9×60 (т. е. среднемесячные данные девяти кораблей погоды за 5 лет). Как известно, метод главных компонент позволяет разделить информацию об исходных полях на линейно независимые составляющие. При этом первые компоненты, дающие наибольший вклад в суммарную дисперсию, описывают наиболее крупномасштабные особенности исходных полей. Последние же компоненты в основном обусловлены беспорядочными мелкомасштабными колебаниями, которые можно идентифицировать со случайными погрешностями исходных полей.

Таблица 2

		$\Delta e/e_0$	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	$\Delta t/t_0$					
·j	λ	$\frac{\lambda_j}{\sum\limits_{1}^{9} \lambda_j}, \ \%$	$\frac{\sum_{j=1}^{n} \lambda_{j}}{\sum_{j=1}^{9} \lambda_{j}}, \%$	λj	$\frac{\lambda_j}{\sum_{1}^{9} \lambda_j}, \ \%$	$\frac{\sum_{i=1}^{n} \lambda_{j}}{\sum_{i=1}^{9} \lambda_{j}}, \%$			
1	4,61	51,2	51,2	5,19	61,0	61,0			
2	1,12	12,5	63,7	1,02	11,3	72,3			
3	0,77	8.5	<b>72,</b> 2	0,76	8,4	80,7			
4	0,60	6,7	78,9	0,60	6,7	87,4			
5	0,58	6,5	85,4	0,37	4,1	91,5			
6	0,42	4,7	90,1	0,31	3,4	<b>94,</b> 91			
7	0,38	4,2	94,3	0,20	2,2	97,1			
		•				1			

Оценка разложения полей  $\Delta e/e_0$  и  $\Delta t/t_0$  по данным кораблей погоды

Как показали специальные эксперименты, применительно к рассматриваемой нами задаче, критерием выделения случайных погрешностей является число членов разложения, описывающих 90— 95% от общей дисперсии. В табл. 2 приводятся значения первых семи собственных чисел  $\lambda$  корреляционных матриц полей  $\Delta e/e_0$ и  $\Delta t/t_0$ , а также вклад каждого вектора в общую дисперсию в процентах и точность представления исходных полей суммой *n* составляющих разложения.

Из табл. 2 видно, что первые собственные числа разложения полей  $\Delta e/e_0$  и  $\Delta t/t_0$  описывают уже более половины от общей дисперсии, что свидетельствует о высокой однородности колебаний рассматриваемых полей. Даже вклад вторых собственных чисел весьма мал. Однако скорость сходимости разложения не является высокой, поскольку только шесть (для поля  $\Delta t/t_0$ ) и семь (для поля  $\Delta e/e_0$ ) собственных чисел оказывается достаточным для описания исходных полей с требуемой точностью.

Что касается распределения собственных векторов разложения, то первый из них практически тождественен для обоих исходных полей (рис. 2). Колебания  $\Delta e/e_0$  и  $\Delta t/t_0$  происходят одинаково на всей акватории Северной Атлантики, что выражается в их одновременном увеличении или уменьшении. С увеличением порядкового номера собственного числа разложения колебания полей приобретают все более локальный характер. Так, второй собственный вектор полей  $\Delta e/e_0$  и  $\Delta t/t_0$  в основном отражает разнофазность колебаний в западных и восточных частях Северной Атлантики, особенно между кораблями погоды D и K.



Рис. 2. Распределение первого собственного вектора разложения полей (в числителе  $\Delta t/t_0$ , в знаменателе  $\Delta e/\Delta e_0$ ).

Путем обратного преобразования первых главных компонент были восстановлены исходные поля  $\Delta e/e_0$  и  $\Delta t/t_0$ , используя которые с помощью метода наименьших квадратов было получено следующее выражение:

$$\frac{\Delta e}{e_0} = 0 ,139 + 22,581 \quad \frac{\Delta t}{t_0} - 242,956 \quad \left(\frac{\Delta t}{t_0}\right)^2. \tag{3}$$

Оценка точности расчета перепада влажности по независимым данным для 9 кораблей погоды показала, что погрешность определения величин  $\Delta e$  во все сезоны года примерно одинакова и составляет в среднем 5%.

За основу расчета турбулентных потоков тепла и влаги нами были приняты методические указания [8], которые разработаны в ГГО и основываются на полуэмпирической модели приводного слоя атмосферы над океаном [1, 11]. Исходные поля метеорологических элементов приводились к стандартному уровню измерений z = 10 м.

Турбулентный поток тепла *H* и затраты тепла на испарение *LE* рассчитывались по следующим формулам:

$$H = o c_p c_r u_z (t_0 - t_z);$$
 (4)

$$LE = 0.622 \,\rho \cdot p^{-1} \,c_e \,Lu_z(e_0 - e_z) \,, \tag{5}$$

где  $\rho$  — плотность воздуха ( $\rho = 1,20 \, \text{кf/cM}^3$ ),  $c_p$  — удельная темплоемкость воздуха при постоянном давлении ( $c_p = 1004,8 \, \text{Дж/(кг} \cdot \text{град})$ ), p — атмосферное давление ( $p = 1000 \, \text{гП}a$ ),  $c_e$  и  $c_T$  — безразмерные коэффициенты влаго- и теплообмена, определяемые в соответствии с [8] по эффективному перепаду температуры и скорости ветра.

Для скоростей ветра, превышающих 14 м/с, коэффициенты  $c_T$ и  $c_e$  оценивались приближенно только в зависимости от скорости ветра [8]. Для малых скоростей ветра ( $u_z < 0.5$  м/с) коэффициенты  $c_T$  и  $c_e$  определялись в зависимости от эффективного перепада температуры [4]. В этом случае формула для оценки потоков тепла и влаги имеет вид:

$$\frac{H}{\rho c_p (t_0 - t_z)} = \frac{LE \cdot p}{0.622 \cdot \rho \cdot L \cdot (e_0 - e_z)} = 1.15 \cdot 10^{-3} \ (\Delta t_z^{\circ \phi})^{\frac{1}{2}}.$$
 (6)

И, наконец, завершая описание методики вычисления потоков тепла и влаги, следует упомянуть о возможных погрешностях, возникающих в результате использования в расчетах осредненных данных. Наиболее детально этот вопрос исследован Эсбенсеном и Рейнольсом [18], которые провели сопоставление расчетов Н и LE, вычисленных по срочным и среднемесячным данным ряда атлантических и тихоокеанских судов погоды за 25-летний период наблюдений. При этом использовался аэродинамический метод с различными способами параметризации коэффициентов с т и се, в том числе и зависимость с<sub>т</sub> и с<sub>е</sub> от скорости ветра и перепада температуры. Полученные результаты свидетельствуют, для всех сезонов года использование в расчетах средних месячных значений температуры, влажности и скорости ветра приводит к случайным погрешностям в величинах Н и LE, не превышающих 10%. Рассмотрим распределение потоков явного и скрытого тепла, осредненных по пятиградусным широтным зонам, представленных в табл. З и 4. В целом для Северной Атлантики характерна достаточно интенсивная отдача тепла в атмосферу в течение всего года. Однако в некоторых широтных зонах летом в приводном слое могут возникать инверсии температур воздуха, что уже приводит к отдаче тепла из атмосферы в океан. Заметим, что указанные

138

Распределение среднеширотных п (в числителе — H (Вт. м

Широтная зона	I	11	III	цy	V
70—65 65—60	16,9 51,8 39,3 85,9	70,2 96,1 72,6 124,2	38,2 57,2 60,8 100,6	16,7 40,6 23,3 52,6	4,3 25,0 0,8 23,7
60—55 55—50	79,8 144,6 85,5	52,6 107,6 25,0	31,3 76,8 12,3	25,3 61,7 12,5	4,3 35,9 1,5
50-45	48,6 120,6	77,9 23,3 79,1	56,2 16,2 70,5	53,8 1,7 43,2	37,5 1,0 40,6
45-40 40-35	43,5 122,0 34,1	34,4 87,4 33,7	25,1 81,5 36,7	5,0 44,9 11,6	0,6 41,2 2,9
35-30	132,0 18,4 108,1	135,3 16,3 113,0	144,4 24,7 141,6	70,8 13,5 91,2	58,6 3,2 6 <b>5</b> ,1
25—20	113,2 13,4	13,1 109,7 10,4	11,5 106,6 4,8	7,2 83,9 11,8	3,7 68,3 5,2
20-15	6,9 121,9	5,1 88,9	80,2 5,9 92,9	$   \begin{array}{r}     112.6 \\     3,1 \\     90,6 \\     11.0 \\   \end{array} $	71,7 5,3 83,9
10-5	112,3 7,0	97,6 7,0	82,8 3,8 66 4	11,0 130,2 1,2 52,6	-4,2 48,2 7,0
5-0	1,6 62,1	0,0 46,1	6,6 91,6	9,6 99,5	9,2 104,0

## Таблица З

отоков явного и скрытного тепла за 1962 г. -<sup>2</sup>), в знаменателе — *LE* (Вт · м-<sup>2</sup>).

VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
$\begin{array}{c} -6,2\\ 10,6\\ 2,4\\ 34,6\\ 0,1\\ 32,5\\ 0,9\\ 33,0\\ 0,2\\ 38,0\\ -1,8\\ 33,9\\ 0,2\\ 38,0\\ -1,8\\ 33,9\\ 0,2\\ 48,9\\ 2,2\\ 57,5\\ 2,1\\ 62,4\\ 4,6\\ 93,1\\ 0,6\\ 83,2\\ -0,9\\ 73,0\\ 7,7\\ 112,3\\ 11,3\\ 123,8\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} -2,7\\ 12.9\\ -1,7\\ 23.8\\ 1,0\\ 31,4\\ 1,0\\ 36,1\\ -2,3\\ 34,4\\ -2,2\\ 37,4\\ 2,1\\ 66,0\\ 2,7\\ 72,8\\ 1,3\\ 64,0\\ -2,1\\ 62,0\\ 1,8\\ 92,3\\ 2,2\\ 106,0\\ 7,8\\ 105,3\\ 10,4\\ 105,9\\ \end{array}$	1,6 $23,7$ $3,0$ $33,6$ $2,2$ $42,4$ $4,7$ $0,5$ $49,4$ $4,2$ $57,2$ $5,5$ $80,5$ $5,1$ $88,6$ $0,9$ $78,5$ $-0,5$ $79,9$ $5,2$ $108,1$ $3,5$ $99,7$ $11,5$ $119,8$	$\begin{array}{c} -0,9\\ 23,1\\ 12,9\\ 58,2\\ 11,0\\ 59,5\\ 6,9\\ 61,7\\ 5,7\\ 66,0\\ 6,0\\ 70,3\\ 10,6\\ 102,0\\ 7,3\\ 94,6\\ 6,0\\ 93,7\\ 3,6\\ 83,5\\ 4,2\\ 101,5\\ 3,4\\ 93,9\\ 5,2\\ 76,4\\ 10,3\\ 117,1\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 16,6\\ 52,8\\ 12,7\\ 50,4\\ 23,1\\ 72,8\\ 13,9\\ 65,3\\ 12,6\\ 68,3\\ 13,7\\ 82,4\\ 18,7\\ 128,9\\ 12,2\\ 116,2\\ 9,7\\ 111,2\\ 7,1\\ 94,8\\ 4,9\\ 195,7\\ 3,0\\ 74,0\\ 3,2\\ 56,8\\ 11,1\\ 116,3\\ \end{array}$	18,9         47,6         38,0         78,3         38,1         88,3         22,3         75,0         21,2         86,5         20,7         94,4         31,6         149,4         27.3         151,2         15,9         125,0         8,1         94,7         3,7         74,4         7,7         103,2         3,5         54,3         6,9         107,3	$\begin{array}{c} 41,5\\69,3\\49,0\\84,0\\41,9\\90,6\\36,3\\93,9\\25,0\\83,1\\26,1\\95,2\\150,6\\15,5\\117,9\\94,5\\6,1\\96,1\\1.8\\90,8\\1.2\\62,5\\5,6\\75,0\end{array}$

Таблица 4

· · · ·			•		-							
Широтная зона	I	11	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XH
70-65	16,4	19,0	45,4	16,5	0,9	1,8	-5.0	<b>3,</b> 6 35,3	7,1 39.4	20,5 62,4	49,7 81,9	33,6 63,2
65-60	50.7 95,6 121,0	47,9 66,9 103,9	92,3 69,7 86,3	4+,9	23,7 2,6 29,8	-1,8 23,4 5 1	-2,1 20,1 20,1	1,6 30,6 0,9	4,1 34,1 7,2	19,2 52,9	40,8 78,8 58,0	51, + 89,9 100,4
60-55 55-50	134,8 171,4 127,7	84,9 127,1 79,4	107,1 56,5	70,6	42,0 9,4	42,8	30,8 -2,6	33,9 3,7	45,6 5,3 50.2	12,0	110,3 33,5 93,2	127,9 111,5 168,2
5045	177,8 66,5 156,5	117,7 57,8 124,9	86,7 16,1 67,1	$     \begin{array}{r}       48,9 \\       5,7 \\       53,5     \end{array} $	50,5 2,6 45,8	$   \begin{array}{r}     34,8 \\    3,2 \\     28,5   \end{array} $	23,7 3,9 27,2	-1.8 41,0	6,2 66,5	10,4 75,7	17,0 83,4 23,0	64,6 142,3 51,6
4540	48,3 126,8	66,1 145,0	17,0 69,3	1,3 42,8 14,5	-7,0 20,6 4 8	6,4 12.9	-2,6 31,5 -0.7	-0,2 48,3 5,4	74,4 11,1	15,1 88,4 24,1	94,8 35,5	144,0 33,9
4035	124,3 17.0	45,2 158,1 24,9	112,7 16,5	90,0 6,6	62,2 3,2	62,7 1,3	56.1 2,0	88,1 3,2	114,4 7,5	151,3 16,5	176,3	157,6 20,7 127,5
30-25	108,1 15,0	133,1 14,3 109,5	106,2 8,7 93.0	77,0 8,4 89,2		$     \begin{array}{r}       66,3 \\       0,5 \\       63.1     \end{array} $	53,9 0,7 59,6	2,3 76,2	3,5 72,1	9,7 110,2	10,5	13.5 117,3
25-20	12,8 128,5	6,6 99,9	4,5 85,1	6,8 95,7	4,1 87,1	0,7 71,2	2,6 87,0	3,0 97,6 -0.4	2,6 76,4 1,9	5,4 95,5 4,8	9,5 110,8 3,7	133,6 133,7 13,3
20-15	10,9 137,8 4 9	6,1 108,7 4.8	0,8 75,8 1,4	4,6 97,3 3.8	81,6 -0,3	89,0 3,8	111,2 7,5	91,9 1,1	94,3 2,2	105,7 6,3	97,2 3,0	141,2
10-5	122,1 6,4	113,3 8,0	85,8 4,6	102,5 9,6	78,8 8,1	110,7 7,5	136,9 8,6 105,4	90,1 7,7 101,2	91,2 5,3 92.2	111,4 6,7 93.1	99,7 8,4 119,6	138,5 5,0 115,2
50	118,8 5,6 87,1	123,9 5,9 9 <b>2,9</b>	90,5 6,1 92,1	10,5 104,7	9,2 110,7	7,7	5.4 93,0	4,6 95,6	2,3 70,8	4,8 95,4	6,6 103,3	2,8 62,6

Распределение среднеширотных потоков явного и скрытного тепла за 1972 г. (в числителе — H(Вт·м-2), в знаменателе — LE(Вт·м-2))

условия носят, как правило, нерегулярный характер и испытывают значительные пространственные колебания.

Годовой ход потоков явного и скрытого тепла отчетливо выражен в умеренных и высоких широтах, причем с весьма существенной межгодовой изменчивостью величины амплитуды. Максимум ее, как правило, отмечается в зоне 50—60° с. ш., что прежде всего связано с большими контрастами температуры воздуха от зимы к лету.

В связи с ростом температуры воды и воздуха по направлению к экватору происходит увеличение затрат тепла на испарение. Наиболее наглядно это прослеживается летом, когда среднемесячный расход тепла на испарение возрастает от 10-30 вт/м<sup>2</sup> в субполярных районах до 100-120 вт/м<sup>2</sup> у экватора. Зимой в меридиональном распределении испарения наблюдается более пестрая картина. В приэкваториальной зоне оно уменьшается по сравнению с летним периодом прежде всего за счет выравнивания перепада влажности в приводном слое. В умеренных и высоких широтах, напротив, испарение зимой может уже на порядок превышать испарение летом. Это связано с выносом холодных и сухих воздушных масс с континентов на теплый океан и с более частой повторяемостью штормовых условий. Максимум затрат тепла на испарение, как правило, отмечается в зоне 50-60° с. ш.

Что касается меридионального распределения турбулентного теплообмена, то для средних годовых условий он равномерно возрастает по мере удаления от экватора, причем основные черты его распределения не отличаются принципиально от описанных в работах [3, 5, 16]. Формирование поля годовых величин турбулентного потока тепла прежде всего обусловлено характером зимних условий, когда контраст температур воды и воздуха достигает максимальных значений. Летом различия между отдельными широтными зонами в величинах турбулентного теплообмена выражены слабо.

Представляет интерес более подробный анализ годового хода суммарной теплоотдачи Q(Q=H+LE) из океана в атмосферу. С этой целью обратимся к рис. 3, *a*, *b*, на котором представлен размах годовых колебаний  $R_Q(R_Q=Q_{max}-Q_{min})$  по всей акватории Северной Атлантики. Наиболее отчетливо годовой ход выражен в западной части океана, особенно над теплыми водами Гольфстрима. Именно в этот район зимой выносятся холодные воздушные массы с Американского континента, вследствие чего происходит интенсивная суммарная теплоотдача океана. В восточных районах Атлантики величины размаха колебаний сравнигельно малы, т. к. поступающие сюда с запада воздушные массы уже трансформировались под влиянием теплых вод океана. В экваториальной и тропической зонах (0—30° с.ш.) сезонная изменчивость суммарной теплоотдачи невелика.

Что касается межгодовых изменений  $R_Q$ , то они наиболее значительны в районах смешения теплых и холодных течений. Про-140 странственные миграции фронтальных зон с одной стороны и временные колебания тепловой напряженности течений с другой стороны, приводят к формированию значительных аномалий величин  $R_{o}$ .



Рис. 3. Размах колебаний годового хода суммарной теплоотдачи из океана в атмосферу в Вт·м $^{-2}$ : a-1962г.;  $\delta-1972$ г.

Для оценки вклада турбулентных потоков явного и скрытого тепла в суммарную теплоотдачу можно воспользоваться отношением Боуэна  $\hat{B}_0 = H/LE$ , зависимость которого от широты для



Рис. 4. Зависимость отношения Боуэна от широты для 1962 и и 1972 гг.:

а — декабрь; б — июль.

зимнего и летнего периодов приводится на рис. 4. Как следует из рис. 4, зимой наблюдается резкое возрастание отношения Боуэна с широтой. Причем межгодовые изменения величины Во не очень существенны. Летом четко выраженной зависимости отношения Боуэна от широты нет. В низких широтах величина Во, как правило, положительна, в то время как в умеренных И высоких широтах она может принимать положительные и отрицательные значения. Если сравнить полученные отношения оценки Боуэна нами с аналогичными результатами для средних многолетних условий [9], то ДЛЯ зимнего периода они согласуются хорошо. Однако летом такого соответствия не наблюдается, что объясняется малостью значений турбулентного потока тепла и различиями в периоде осреднения исходных данных.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Ариель Н. З., Мурашова А. В. Расчет уточненных номограмм для определения коэффициентов сопротивления, тепло- и влагообмена над морем. Труды ГГО, вып. 454. Л.: Гидрометеоиздат, 1981, с. 9—23.
- 2. Атлас океанов. Атлантический и Индийский океаны. Л.: изд. МО СССР, 1977. — 332 c.
- 3. Атлас теплового баланса океанов. Севастополь: нзд. МГИ АН УССР, 1970. — **3**2 c.
- 4. Бортковский Р. С. Тепло- и влагообмен океана и атмосферы при штиле и маловетрии. Труды ГГО, вып. 454. 1981, с. 3—8.
- 5. Будыко М. И. Климат и жизнь. Л.: Гидрометеоиздат, 1971. 470 с. 6. Ларин Д. А. К вопросу о точности оценок средних месячных значений метеорологических элементов по данным попутных судовых измерений. ---

Метеорология н гидрология, 1982, № 8, с. 109—115. 7. Марчук Г. И., Кондратьев К. Я., Дымников В. П. Некоторые проблемы теории климата. — В кн.: Итоги науки и техники. Сер. метеорология и климатология, т. 7, 1981. - 103 с.

- 8. Методические указания. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем. Л.: изд. ГГО, 1981. 56 с.
- 9. Николаев Ю. В. Роль крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в формировании аномалий погоды. Л.: Гидрометеоиздат, 1981. 51 с.
- Позднякова Т. Г. О возможности восстановления поля влажности над океаном. — Труды ВНИИГМИ — МЦД, вып. 99, 1983, с. 69—73.
- 11. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан атмосфера / Под ред. А. С. Дубова. Л.: Гидрометеоиздат, 1974. 239 с.
- Снопков В. Г. Расчет влажности воздуха над морем по разности температуры вода — воздух. — Метеорология и гидрология, 1980, № 2, с. 109—111.
- Средние месячные ежегодные значения гидрометеорологических элементов в Северной Атлантике. Вып. І. Температура воды. — Обнинск; изд. ВНИИГМИ — МЦД, 1980. — 112 с.
- 14. Средние месячные ежегодные значения гидрометеорологических элементов в Северной Атлантике. Вып. II. Температура воздуха. — Обнинск: изд. ВНИИГМИ — МЦД, 1980. — 112 с.
- 15. Средние месячные ежегодные значения гидрометеорологических элементов в Северной Атлантике. Выпуск V. Скорость ветра. — Обнинск: изд. ВНИИГМИ — МЦД, 1980. — 112 с.
- 16. Степанов В. Н. Океаносфера. М.: Мысль, 1983. 270 с.
- Тимонов В. В., Смирнова А. И., Непоп К. И. Об очагах взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике. — Океанология, т. 10. вып. 5. 1970. с. 745—749.
- деиствия океана и агмосферы в Северной Агмантикс. Океанология, т. 10, вып. 5, 1970, с. 745—749.
  18. Esbensen S. K., Reynolds R. W. Estimating monthly averaged air sea transfers of heat and momentum using the bulk aerodynamic method. Journal of physical oceanography, vol. 11, N 4, 1981, p. 457—465.
# СОДЕРЖАНИЕ

В. Н. Воробьев, Н. П. Смирнов, Ю. Э. Титов. О пространственной и временной структуре энтальпии вод Северо-Европейского бассейна.	. 3
М. И. Масловский, В. Ю. Чанцев. Исследование эволюции верхнего	1 5
Слоя Северной Атлантики на основе одномерной интегральной модели.	15
формирование длительных аномалий температуры волы в Северной	
Атлантике.	23
Ю. В. Николаев, М. В. Багрянцев. К вопросу о структуре простран-	
ственно-временной изменчивости аномалий температуры поверхности	
в Северной Атлантике.	37
В. Н. Малинин. Распределение источников и стоков термохалинной	
циркуляции в Мировом океане	43
Ю. В. Суставов. Физико-статистический метод прогноза температуры	F0
воды в раренцевом море	52
я. С. Кирташов. К расчету характеристик энергооомена океана и	76
Е И Серяков П. Э. Богисливский Исследование связи атмосферной	70
циркуляции с потоками тепла в Северной Атлантике	87
II. В. Арискина, В. Ф. Васильев, В. Е. Лагун, В. Ф. Романов. Иссле-	
дование энергетики атмосферы в Норвежской энергоактивной зоне.	93
Б. Б. Елекоев. Влияние аномалий температуры воды в энергоактив-	
ных районах на возможность возникновения засух на ЕТС	102
В. А. Рябченко. Использование модели углеродного цикла в системе	114
океан — атмосфера для оценки первичной продукции фитопланктона.	114
Е. М. Новикова. Расчет абсолютных геострофических скоростей круп-	110
помасштаоной циркуляции в Северной Атлантике	110
А. М. Школьник. Расчет диагностического поля ветра	123
С. Б. Завертяев. В. Н. Малинин, М. И. Масловский, Крупномасштаб-	
ная изменчивость тепло- и влагообмена в Северной Атлантике.	131
· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	

### Сборнык научных трудов, вып. 91

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ В ЭНЕРГОАКТИВНЫХ ЗОНАХ

### Редактор Н. С. Рязанцева

### Корректор Л. В. Ломакина

Сдано в набор 24.05.85. Подписано в печать 30.12.85. М-22726. Формат бумаги 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага тип. № 2. Лит. гарн. Печать высокая. Печ. л. 9,5. Уч.-изд. л. 10,0. Тираж 300 экз. Зак. 353. Темплан 1985 г., поз 1832. Цена 1 р. 50 коп.

ЛПИ им. М. И. Калинина. 195251, Ленинград, Политехническая ул., 29.

Типография ВСОК ВМФ