

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

**Ю. ЕЛЬ ХАДРІ, М. А. БЕРЛІНСЬКИЙ,
М. О. СЛІЖЕ**

ВЗАЄМОДІЯ ОКЕАНУ ТА АТМОСФЕРИ

Конспект лекцій

Одеса
Одеський державний екологічний університет
2022

УДК 551.46.01, 551.513, 551.52, 551.57
E53

Ель Хадрі Ю., Берлінський М.А., Сліже М.О.

E53 Взаємодія океану та атмосфери: конспект лекцій. Одеса: Одеський державний екологічний університет, 2022. 200 с.

ISBN 978-966-186-222-6

Конспект лекцій з дисципліни “Взаємодія океану та атмосфери” призначений для студентів третього року навчання, рівня вищої освіти «бакалавр» за спеціальністю «Науки про Землю».

У конспекті лекцій викладаються основні закономірності взаємодії між Світовим океаном та атмосферою, як одного з процесів, які формують різноманітність погоди та кліматичного режиму у глобальному масштабі. Крім того, взаємодія між Світовим океаном та атмосферою має величезне значення не тільки у збереженні існуючого клімату Землі, а й у його коливаннях та змінах, що відбуваються протягом тривалих відрізків часу.

В конспекті велика увага приділяється процесам теплової взаємодії океану та атмосфери та їх вплив на стан кліматичної системи.

Зокрема, особлива увага приділяється ефектам, які виникають внаслідок динамічної взаємодії океану та атмосфери. Детально розглядаються хвилі, які виникають в граничних шарах океану та атмосфери.

УДК 551.46.01, 551.513, 551.52, 551.57

Рекомендовано методичною радою Одеського державного екологічного університету Міністерства освіти і науки України як конспект лекцій (протокол № 1 від 29 09. 2022 р.)

ISBN 978-966-186-222-6

© Ель Хадрі Ю., Берлінський М. А., Сліже М. О., 2022
© Одеський державний екологічний університет, 2022

Зміст

СКОРОЧЕННЯ ТА УМОВНІ ПОЗНАКИ	7
ВСТУП.....	9
1 ЄДНІСТЬ ТА ВЗАЄМОЗУМОВЛЕНІСТЬ ПРОЦЕСІВ В АТМОСФЕРІ ТА ОКЕАНІ.....	10
1.1 Види та масштаби взаємодії океану та атмосфери	13
1.2 Взаємозв'язок масштабів взаємодії океану та атмосфери.....	15
1.3 Переважний напрямок та мінливість взаємодії атмосфери та океану	18
1.4 Питання для самоперевірки	19
2 ОКЕАН-АТМОСФЕРА ЯК ЧАСТИНА ЄДИНОЇ КЛІМАТИЧНОЇ СИСТЕМИ	20
2.1 Визначення глобальної кліматичної системи.....	20
2.2 Відмінність фізичних властивостей океану та атмосфери	20
2.3 Світовий океан як головне джерело тепла та вологи для атмосфери	21
2.4 Часова мінливість глобальної кліматичної системи.....	22
2.5 Вимушені та вільні коливання (автоколивання) параметрів глобальної кліматичної системи	23
2.6 Роль зворотного зв'язку між коливаннями параметрів глобальної кліматичної системи.....	26
2.7 Питання для самоперевірки	27
3 РАДІАЦІЙНИЙ БАЛАНС ПОВЕРХНІ ОКЕАНУ	28
3.1 Потоки променистої енергії та їх трансформація.....	30
3.2 Радіаційна енергетика хмарної атмосфери.....	32
3.3 Альbedo поверхні океану.....	33
3.4 Довгохвильова та короткохвильова радіація в океані.....	35
3.5 Радіаційний баланс океану	36
3.6 Питання для самоперевірки	38
4 ТЕПЛОВА ВЗАЄМОДІЯ ОКЕАНУ ТА АТМОСФЕРИ	39
4.1 Тепловий баланс океану та його складові	39
4.1.1 Рівняння теплового балансу. Променева рівновага.....	42
4.1.2 Турбулентний теплообмін океану з атмосферою	45
4.1.3 Різниця температур "вода - повітря" як індикатор інтенсивності турбулентного теплообміну	46

4.1.4	Обмін прихованим теплом водяної пари.....	49
4.1.5	Потоки явного тепла. Співвідношення Боуена.....	50
4.1.6	Тепло льодових процесів.....	52
4.1.7	Адвекція тепла течіями.....	53
4.2	Вплив теплової взаємодії океану та атмосфери на розподіл температури вод Світового океану.....	54
4.2.1	Формування вертикального профілю температури Світового океану	54
4.2.2	Приповерхнева інверсія температури води в океані	58
4.2.3	Термічний режим діяльного шару.....	60
4.3	Процеси конвекції в атмосфері та океані	62
4.3.1	Вільна (термічна) та вимушена конвекція в атмосфері	62
4.3.2	Конвективні осередки різних масштабів як результат тепло- та вологообміну в системі океан - атмосфера.....	64
4.3.3	Розподіл конвекції на різних широтах	67
4.3.4	Конвекція у верхньому шарі океану	69
4.3.5	Стратифікація океану.....	73
4.3.6	Термохалінна конвекція в океані. Термохалінна циркуляція.....	75
4.4	Морський лід як продукт взаємодії атмосфери та океану	79
4.4.1	Властивість морського льоду.....	79
4.4.2	Закономірності формування крижаного покриву.....	82
4.4.3	Танення льоду під впливом атмосферного та сонячного тепла .	85
4.4.4	Дрейф льоду.....	85
4.4.5	Характеристика крижаного покриву Світового океану. Поширення льоду	86
4.4.6	Вплив льодового покриву на обмін теплом між атмосферою та океаном.....	88
4.5	Питання для самоперевірки	93
5	ВЗАЄМОДІЯ ПРИКОРДОННИХ ШАРІВ ОКЕАНУ ТА АТМОСФЕРИ	94
5.1	Структура планетарного прикордонного шару океану та атмосфери	94
5.1.1	Планетарний прикордонний шар, та його складові	94
5.1.2	Вплив атмосфери на будову океанічного прикордонного шару	98
5.2	Передача механічного впливу вітру водної поверхні	104

5.3	Хвильові процеси в атмосфері та в океані в результаті їх взаємодії	105
5.3.1	Класифікація хвильових рухів	105
5.3.2	Рівень океану під впливом атмосферного тиску та вітру. Анемобаричні хвилі	113
5.3.3	Хвильове перенесення та вплив на середній потік	115
5.4	Особливості дрібномасштабної взаємодії океану та атмосфери при штормі	118
5.5	Питання для самоперевірки	121
6	ДИНАМІЧНА ВЗАЄМОДІЯ ОКЕАНУ ТА АТМОСФЕРИ	122
6.1	Передача енергії динамічної взаємодії океану та атмосфери на глибину. Спіраль Екмана	123
6.2	Шар Екмана	126
6.3	Формування середнього (екманівського) перенесення водних мас	127
6.4	Екманівське накачування	129
6.5	Вплив ураганів на океан	132
6.6	Формування зон дивергенції та конвергенції водних мас та супутніх їм явищ апвелінгу та даунвелінгу	134
6.7	Кліматоутворююча роль глобальної системи дрейфових течій	135
6.8	Питання для самоперевірки	140
7	ТЕРМІЧНИЙ РЕЖИМ СИСТЕМИ ОКЕАН - АТМОСФЕРА ТА ЙОГО ВПЛИВ НА КЛІМАТ	141
7.1	Широтна диференціація інтенсивності теплової взаємодії океану та атмосфери. Формування західного перенесу у тропосфері середніх широт	141
7.2	Теплообмін між океанами та континентами	144
7.3	Формування та трансформація повітряних мас над океаном	149
7.6	Тропічні циклони	159
7.7	Енергоактивні зони океану	162
7.8	Центри дії атмосферної циркуляції	165
7.9	Міжрічна мінливість системи атмосфера - океан - континент	166
7.9.1	Північно-Атлантичне коливання	169
7.9.2	Ель-Ніньо – Південне коливання	173
7.10	Питання для самоперевірки	176
8	МЕХАНІЧНЕ ВЗАЄМОДІЯ ОКЕАНУ ТА АТМОСФЕРИ	177
8.1	Вологообмін між океаном та атмосферою	177

8.1.1	Взаємодія океану та атмосфери та формування глобального кругообігу води.....	177
8.1.2	Структура та взаємозв'язок різних ланок гідрологічного циклу. Світовий океан як головне джерело зволоження атмосфери	178
8.1.3	Рівняння водяного балансу	181
8.2	Планетарний газообмін між атмосферою та океаном	184
8.2.1	Вплив теплової та динамічної взаємодії океану та атмосфери на газообмін між ними.....	185
8.2.2	Регулююча роль Світового океану у глобальному кругообігу вуглецю та її кліматичні наслідки	186
8.2.3	Глобальний обмін киснем	190
8.3	Обмін солями, зависсю та аерозолем.....	191
8.4	Плівка забруднення на поверхні океану та її вплив на фізику процесів у прикордонному шарі океан - атмосфера.....	195
8.5	Питання для самоперевірки	197

СКОРОЧЕННЯ ТА УМОВНІ ПОЗНАКИ

a – альbedo, коефіцієнт пропорційності
 A_B – адвекція тепла в атмосфері
 A – адвекція тепла течіями
 A_0 – амплітуда
 B – потік випромінювання абсолютно чорного тіла, тепловий баланс
 B_a – противипромінювання атмосфери
 B_w – власне випромінюванням земної (водної) поверхні
 B^* – ефективне випромінювання
 Bo – співвідношення Боуена
 C – швидкість зміни тепловмісту у стовпі води
 C_V – коефіцієнт опору
 C_p – коефіцієнт газообміну
 c – теплоємність
 c_p – теплоємність повітря
 c_w – теплоємність води
 c_{λ} – теплоємність льоду
 c_{gz} – вертикальна складова групової швидкості
 D – потік внутрішнього тепла Землі
 d_{λ} – пропускна здатність тіла
 E – випаровування, енергії нестійкості, статична стійкість
 e – пружність водяної пари
 F – потік випромінювання
 f – параметр Коріоліса
 g – прискорення вільного падіння
 G – модуль швидкості геострофічної течії
 h – глибина
 H – глибина моря на межі шельфу, висота, на якій річні коливання горизонтальних температурних градієнтів перетворюються на нуль
 h_0 – поверхня океану
 h_{λ} – товщину льоду
 $h_{\lambda\lambda}$ – гранична товщина льоду
 h_E – товщина планетарного прикордонного шару
 h_n – ефективна глибина
 I_0 – потік довгохвильової радіації
 I – потужність теплових джерел у товщі льоду
 J_S – потоки солі в глиб океану

k – хвильове число
 K_a – коефіцієнт газового перенесення між океаном та атмосферою
 K_V – коефіцієнт турбулентного обміну
 K_T – інтенсивність турбулентної температуропровідності
 K_S – дифузія солей в океан
 k_T – коефіцієнт термічного розширення
 k_{τ} – коефіцієнт турбулентної в'язкості
 \mathcal{L} – прихована теплота пароутворення
 L – масштаб довжини Моніна-Обухова
 L_k – питома теплота кристалізації води
 l – масштаб турбулентних збурень
 M – маса льоду, що утворився або розтанув
 M_S – вертикальний потік маси
 n – кількість хмарності
 N – частота Вайсяля-Брента
 P – кількість опадів
 p – тиск
 Q – пряма сонячна радіація
 Q_0 – сонячна постійна
 Q_B – виділення та поглинання тепла при біохімічних процесах
 q – розсіяна сонячна радіація
 q_w – питома вологість повітря біля поверхні води
 q_z – питома вологість повітря на висоті z м
 R – радіаційний баланс, радіус захоплення, газова постійна
 R_0 – результуючий потік радіації
 r – маса води, що сконденсувалася
 r_{λ} – поглинальна здатність тіла
 S – солоність
 T – абсолютна температура, період хвилі
 t – температура, час
 T_w – абсолютна температура води на поверхні океану
 t_w – температура води
 U_g – швидкості геострофічної течії
 V – швидкість вітру
 w – вертикальна складова швидкості
 w_{kz} – швидкість висхідних конвективних рухів

z – висота
 α – коефіцієнт теплового розширення,
 кут нахилу морського дна
 β – параметр Россбі
 β_T – параметр плавучості
 Γ_T – вертикальний градієнт температури
 води
 Γ_S – вертикальний градієнт солоності
 γ – вертикальний градієнт температури
 повітря, параметр, який враховує
 відхилення концентрації аерозолів
 ε – швидкість дисипації флуктуаційної
 енергії
 ζ – відносна завихренність біля
 вертикальної осі
 θ – потенційна температура, кут між
 напрямом поширення хвилі та
 горизонтальною площиною
 ϑ – температура льоду
 Λ – коефіцієнт турбулентної
 теплопровідності
 κ – постійна Кармана
 κ_V – коефіцієнти кінематичної в'язкості
 ρ – густина
 ρ_L – густина льоду
 ρ_a – густина повітря
 ρ_w – густина води

λ – довжина хвилі
 λ_L – теплопровідність льоду
 μ_0 – функції метеорологічних елементів
 Π – прісний баланс, період коливань,
 функції метеорологічних елементів
 Π_f – періодом інерційних коливань
 σ – постійна Стефана-Больцмана
 τ – потік імпульсу
 Φ – потік тепла, потік тепла в
 атмосфері, турбулентний теплообмін
 Φ_T – потік тепла в океані
 Φ_B – горизонтальний турбулентний
 обмін теплом в атмосфері
 Φ_G – горизонтальний турбулентний
 обмін із навколишньою водою
 φ – потік солей
 Ω – вихор швидкості, кут між напрямом
 поширення хвилі та вертикальною віссю
 обертання
 \mathcal{E}_V – кінетична енергія турбулентності

ВСТУП

У конспекті лекцій викладаються основні закономірності взаємодії між Світовим океаном та атмосферою, як одного з процесів, які формують різноманітність погоди та кліматичного режиму у глобальному масштабі. Крім того, взаємодія між Світовим океаном та атмосферою має величезне значення не тільки у збереженні існуючого клімату Землі, а й у його коливаннях та змінах, що відбуваються протягом тривалих відрізків часу.

Під взаємодією між океаном та атмосферою в конспекті розуміється сукупність різномасштабних механізмів перерозподілу сонячної енергії в процесі обміну властивостями між океаном та атмосферою, та в ході трансформації енергії як в океані, так і в атмосфері, внаслідок яких формується природа Землі. Таке визначення дано відповідно до того, що основна енергія в океані та в атмосфері – теплова, яка отримується від Сонця у вигляді радіаційного випромінювання. Засвоєння сонячної радіації залежить від стану атмосфери та океану, не кажучи вже про те, що саме стан атмосфери визначає процеси обміну енергією між середовищами, які у свою чергу формують властивості об'єктів, що розглядаються. Тобто не можна відокремити отримання енергії від процесу її передачі та трансформації, які разом формують середовище, її фізичні, хімічні та біологічні потенціали, а також темпи перетворення енергії з одного виду на інший.

Даний конспект лекцій складений відповідно до навчальної програми з дисципліни «Взаємодія океану та атмосфери», яка викладається студентам Гідрометеорологічного інституту ОДЕКУ третього року навчання, рівня вищої освіти «бакалавр» за спеціальністю «Науки про Землю».

1 ЄДНІСТЬ ТА ВЗАЄМОЗУМОВЛЕНІСТЬ ПРОЦЕСІВ В АТМОСФЕРІ ТА ОКЕАНІ

Формування та зміна природи нашої планети визначаються припливом сонячної енергії. Нерівномірний розподіл її на поверхні Землі викликає перенесення і перерозподіл мас в атмосфері, океаносфері та літосфері. Таким чином, виникає і постійно підтримується планетарний обмін енергії та речовин.

Середня за рік величина короткохвильової електромагнітної радіації Сонця, що надходить до верхньої межі атмосфери, становить $1,952 \text{ ккал/см}^2$ за хвилину; у сумі по всій планеті це потужність, що дорівнює $1,8 \cdot 10^{14} \text{ кВт}$. До Землі надходить 70 %, цієї енергії, оскільки інші 30 % розсіюються і поглинаються атмосферою. Величина сонячної радіації, що досягає земної поверхні в середньому для всієї планети становить 140 ккал/см^2 на рік [1].

Основна закономірність зміни річної величини сумарної сонячної радіації полягає в тому, що від найбільших значень у тропічній зоні, що досягають $180\text{-}200 \text{ ккал/см}^2$ на рік, вона поступово зменшується до $60\text{-}80 \text{ ккал/см}^2$ на рік та менше у полярних областях. Максимальна її кількість відзначається в місцях розташування баричних антициклонів з безхмарною погодою. Деяке зниження в екваторіальній зоні (до $140\text{-}160 \text{ ккал/см}^2$ на рік) пов'язане з наявністю великої хмарності, обумовленої сильними висхідними потоками в атмосфері. У субполярних районах ($50\text{-}60^\circ$ широти) до Землі сягає приблизно у 2 рази менше сонячної енергії, ніж у тропіках.

Дуже великі відмінності сонячної радіації між екватором та полярними широтами є головним фактором, що визначає найважливіші особливості планетарних гідрометеорологічних умов. Тому зональні градієнти виявляються набагато меншими від меридіональних. Тим самим обмін мас, енергії та речовин у меридіональному напрямку перебиває мінливість, обумовлену всім комплексом гідрометеорологічних процесів. Звідси і та зональність, з якою пов'язані всі природні умови у приповерхневому шарі планети. Для океаносфери ця обставина відіграє значну роль, при великій густині вод гідрофізичні поля відрізняються дуже високою стійкістю. Тому і існує єдина закономірність щодо, як їх формування, так і мінливості.

Нерівномірний розподіл сонячної енергії на поверхні земної кулі призводить до створення великомасштабної горизонтальної неоднорідності термічних полів на суші та в океані. Особливо велика вона між низькими та високими широтами. Потім за ступенем важливості слід зазначити відмінність нагріву води та повітря і, нарешті, на сезонну мінливість термічних процесів у межах материків.

Атмосфера та океан переносять надмірну сонячну енергію, що приймається біля екватора, до полюсів. У цьому процесі відбувається кілька цікавих взаємодій, які утворюють цикл зворотного зв'язку між океаном і атмосферою. Найпростішим чином ми можемо уявити атмосферу, що рухається від надмірного нагріву на екваторі. Рух над водою створює *дотичну силу тертя* (що називається *тиском вітру*) на поверхні океану. Під впливом тиску вітру розвиваються океанічні течії, які, відхиляючись внаслідок обертання Землі, переносять холодні чи теплі води далеко за межі широтних областей, де можна очікувати їх появу (рис. 1.1).

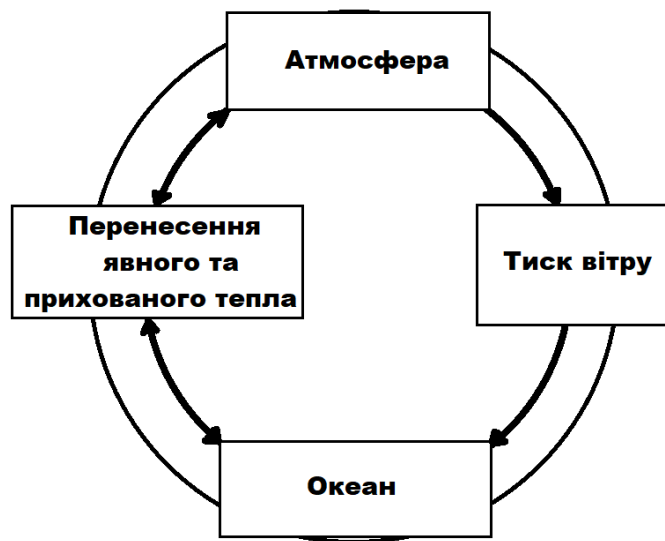


Рисунок 1.1 – Схема циклу зворотного зв'язку між океаном та атмосферою [2]

Якщо температура морської поверхні вище температури розташованого над нею повітря, то тепло передаватиметься холодному повітрі, і навпаки, якщо температура поверхні води нижча, тепло передаватиметься океану. Крім того, коли над теплим океаном розташовується холодне або сухе повітря, відбувається більш інтенсивне випаровування. Океанські течії посилюють ці процеси, переміщуючи теплі чи холодні води через межі кліматичних поясів. Диференційоване нагрівання нижніх шарів атмосфери викликає регенерацію рухів атмосфери, які приводять в рух океан, і цикл починається спочатку.

У загальному взаємозв'язку та взаємозумовленості планетарного обміну енергії та речовин, що здійснюється між океаном, атмосферою та літосферою, значення кожної з них визначається інтенсивністю перенесення та перерозподілу мас, що залежать від фізичних властивостей середовища.

Горизонтальні неоднорідності густини, що виникають у процесі тепло- та вологообміну, відповідно до законів термодинаміки збуджують генеральне перенесення водних та повітряних мас у напрямку від тепліших областей до холодніших. Таким чином, потенційна енергія термічних полів перетворюється на кінетичну енергію водних та повітряних потоків.

При малій густині повітряні маси переміщуються швидше, ніж океанічні води. Метеорологічні процеси протікають значно інтенсивніше, граючи велику роль у загальнопланетарному обміні енергії та речовин.

В умовах більш високої густини вод Світового океану і, отже, підвищеної стійкості процесів, обмін енергії та речовин здійснюється повільніше, ніж в атмосфері. Це сприяє стабільності загальнопланетарних умов протягом тривалого часу, що визначається тривалістю даної фази розвитку планети (льодовикова епоха, епоха потепління тощо).

Висока інтенсивність макротурбулентних процесів в атмосфері сприяє швидкому перерозподілу мас і, отже, загальнопланетарному обміну енергії та речовин. З цим пов'язана і велика активність взаємодії між повітряною і водною оболонками. Водночас значно менша інтенсивність макротурбулентних процесів у Світовому океані, що визначається підвищеною густиною середовища, сприяє стабільності не лише гідрофізичних умов, а й загальнопланетарних гідрометеорологічних процесів.

Тривале звернення водних і повітряних мас в тих самих фізико-географічних умовах призводить до того, що вони набувають певних властивостей, з чим і пов'язана зональність всього комплексу природи біля земної поверхні. Різноманітність умов, що спостерігаються на тлі природної зональності, пояснюється особливостями розподілу сонячної енергії по поверхні земної кулі та відмінностями процесів поглинання, трансформації та витрачання речовин атмосферою, океаносферою та літосферою; для суші, крім того, важливе значення має висота даного місця над рівнем океану.

Оскільки найбільші контрасти температур біля земної поверхні як в океані, так і в атмосфері створюються між прогрітими тропіками і холодними полярними областями, з переходом в помірний пояс спостерігаються особливо різко виражені фронтальні розділи у водному та повітряному середовищах. Динамічні напруження, які створюються на фронтах, що розділяють різні повітряні і водні маси, викликають порушення рівноваги, а хвилеподібні обурення, що тут виникають, переростають в макротурбулентні вихори.

Перенесення і перерозподіл мас відбувається не тільки в океані та атмосфері, а й у літосфері, продукти руйнації якої водами і вітром виносяться у Світовий океан. Однак висока густина порід земної кори обумовлює дуже повільний перерозподіл мінеральних мас; з цими процесами, і навіть з тектонічною активністю пов'язана зміна розподілу

води та суші, отже, і докорінні перетворення фізико-географічних умов, властивих окремим геологічним циклам розвитку Землі.

В океанології досить поширене уявлення, що загальна система течій визначається перенесенням повітряних мас. Разом з цим можна вважати, що планетарна циркуляція в атмосфері та океані формується в процесі їхнього найтіснішого взаємозв'язку та взаємозумовленості, оскільки переміщення та перерозподіл мас у геосфері одночасно порушуються нерівномірним розподілом сонячної енергії.

1.1 Види та масштаби взаємодії океану та атмосфери

Залежно від масштабу взаємодію океану та атмосфери можна розділити на три види [3]:

- дрібномасштабна,
- середньомасштабна (мезомасштабна),
- великомасштабна.

Дрібномасштабні процеси взаємодії океану та атмосфери лежать у межах прикордонних шарів, що поширюються на висоту та глибину в інтервалі 10-20 м, у горизонтальній площині до 10-100 м² та у часі на кілька хвилин.

У цих рамках здійснюється обмін енергією та речовиною через прикордонні поверхні. Сюди входять поверхневі та внутрішні хвилі в океані, їх взаємодія із шаром повітря над океаном, локальний теплообмін з атмосферою, турбулентне перемішування вітрового походження та інші процеси.

В останні десятиліття сформульовано основне положення про те, що головними фізичними характеристиками дрібномасштабної взаємодії є величина та напрямок горизонтального вектора напруги турбулентного тертя та турбулентні потоки тепла та вологи у приводному шарі атмосфери.

Теоретичні дослідження взаємодії ґрунтуються на теорії подоби А.С. Моніна та Л.М. Обухова. У наступних роботах ряду фахівців вдалося отримати дані, що дозволяють розрахувати основні енергетичні характеристики, необхідні для переходу до процесів більшого масштабу. Наприкінці 60-х років у ході експедицій на науково-дослідних судах «Академік Вавілов», «Михайло Ломоносов» та ін. безпосередньо вимірювався вплив вітру на хвилі з метою визначення закономірності мікромасштабного обміну енергією.

До *середньомасштабних* (їх ще називають *мезомасштабними*) відносять процеси взаємодії з просторовими масштабами від десятків метрів до кількох кілометрів і часовими масштабами від годин до доби.

Сюди відносяться хвильові процеси у прикордонних шарах припливного та інерційного походження та добові коливання температури (бризова циркуляція над морськими узбережжями).

Теоретичне та лабораторне вивчення процесів середньомасштабної взаємодії дуже складно. В океані середньомасштабна мінливість відбивається на формуванні неперіодичних вихорів, подібних до атмосферних циклонів і антициклонів. Вважають, що ці рухи виникають завдяки тепловому впливу та змінним вітрам. Рухи синоптичного масштабу, мабуть, є найбільш енергоносною складовою океанічних рухів. У середніх широтах Землі 80 % кінетичної енергії припадає на середньомасштабні процеси. Тайфуни (урагани) при діаметрі зони поширення 700 км виділяють в 1 секунду енергію, що дорівнює енергії яку виробили всі електростанції Фінляндії протягом 41 року.

Вплив синоптичних процесів має глобальний характер. В атмосфері, як вказувалося, головним елементом середньомасштабних процесів є циркуляційні системи – циклони та антициклони. Коливання рівня океану можуть бути викликані метеорологічними чинниками. Поблизу берегів, у мілководній зоні найбільш значні коливання рівня пов'язані зі штормовими нагонами. У міру збільшення глибини моря та крутості схилу підвищується роль коливань рівня, обумовлених зміною атмосферного тиску.

Розглядаючи середньомасштабні зв'язки атмосферної циркуляції з течіями в районі Північної Атлантики, на південь від острова Гренландія та на банці Роккол, С.С. Лаппо виявив синхронність коливань швидкостей течій та малі зміни температури до горизонтів 1600 м. Амплітуди швидкостей доходили до 25-30 см/с. Аналізуючи матеріали в інших районах, зокрема на материковому схилі Курильської гряди, автор свідчить про широку поширеність коливань течій з періодами від 1 до 10 діб. Середньомасштабні баричні системи рухливі (середня швидкість переміщення циклону 10 м/с), що породжує ряд характерних особливостей у рухах, що збуджуються ними.

До *великомасштабної* (або *глобальної*) взаємодії океану та атмосфери відносять явища, що відбуваються на просторі в тисячі кілометрів (це порівняно з розмірами півкулі та всієї планети) протягом сезону, року, ряду років.

Сюди відносяться процеси всієї системи «океан - атмосфера», пов'язані з розрахунками теплового балансу, вологообігу та ін. Що стосується атмосфери, то це насамперед епохальний перебіг кліматичних явищ (і різкі відхилення від нього), внутрішньовікові та міжрічні зміни клімату, тривалі аномалії погоди. До великомасштабних явищ в океані відносяться довгоперіодні коливання температури поверхневого шару, головний термоклін, максимум солоності (у середніх широтах) та мінімум солоності (у субантарктичних водах), глобальні переміщення головних

океанічних течій. Великомасштабні процеси взаємодії безпосередньо пов'язані з проблемою довгострокових явищ в атмосфері та океані, у тому числі і з їх передбаченням. Представляє великий інтерес вивчення зв'язків між температурними аномаліями поверхні океану та відхиленням від норми значень атмосферного тиску. Завдання побудови фізичної теорії клімату та довгострокових прогнозів погоди висуває сьогодні на перше місце необхідність математичного моделювання великомасштабної взаємодії. Одна зі складностей цієї проблеми полягає в тому, що океан має значно більшу теплову і динамічну інерцію, ніж атмосфера. Щоб подолати цю складність, робилися різні спроби. Так, атмосферний рік умовно приймався рівним 100 рокам океану. Був запропонований й інший шлях – вважати поля густини та швидкості нижче за верхній шар океану заданими. Це дозволило скоротити час встановлення рівноважного режиму системи. Але при цьому залишилося невирішеним питання про узгодження глибинних полів температури і солоності з полями вертикальної швидкості, що виходять у розрахунках, і потоками тепла і солей на верхній межі нижнього шару. Загалом можна сказати, що механізм теплової та динамічної взаємодії великого масштабу полягає в тому, що неоднакове надходження тепла від Сонця створює різний тепловий баланс на поверхні Світового океану. Наслідком цього є неоднаковий нагрівання атмосфери та формування певного поля атмосферного тиску. В результаті виникає атмосферна циркуляція, що приводить у рух верхні шари океану, а потім, завдяки течії, проникає і на глибину. У той же час, течії змінюють вихідний стан теплового балансу, що знову-таки впливає на циркуляцію атмосфери.

Як говорилося, великомасштабні процеси за часом поділяються на: сезонні, міжрічні та внутрішньовікові. Для характеристики кожного з них можна навести велику кількість прикладів. Зазначимо лише, що відносно внутрішньовікової мінливості було виявлено, що потепління клімату у першій половині 20-х років ХХ століття вплинуло і на тепловий стан океану загалом. Так, у високих широтах температура води зросла на кілька градусів, а в низьких – трохи знизилася. У одному з останніх узагальнень досліджень циркуляції Світового океану, зробленому Бурковим, робиться спроба побудувати та фізично інтерпретувати тривимірне великомасштабне поле руху Світового океану.

1.2 Взаємозв'язок масштабів взаємодії океану та атмосфери

Процеси будь-якого масштабу тісно пов'язані між собою, оскільки кожен цикл вищого порядку є результатом розвитку процесів нижчого порядку. Послідовна зміна мікропроцесів призводить до формування певної спрямованості мезопроцесів, які обумовлюють характер

макропроцесів. При цьому якісні особливості вищої категорії процесів будуть визначатися кількісними змінами обміну енергії та речовин, що відбуваються в рамках більш інтенсивних, але менш тривалих циклів. «У високочастотній частині синоптичного інтервалу відбувається каскадна передача енергії за спектром від великомасштабних рухів до дрібномасштабних внаслідок гідродинамічної нестійкості квазігоризонтальних синоптичних рухів...; на низькочастотному кінці синоптичного інтервалу, мабуть, має місце передача енергії в протилежному напрямку від синоптичних рухів до рухів ще більшого масштабу» [1].

Таким чином, клімат, формуючись в результаті розвитку циклів різних просторово-часових масштабів, є фоном, на якому ці процеси розвиваються.

Серед океанологів і фахівців, пов'язаних із забезпеченням різних потреб флоту, досить поширена думка про абстрактність середніх кліматичних характеристик, тому, що вони не дають уявлення про реальні умови у океані. При цьому далеко не завжди береться до уваги, про які часові та просторові масштаби йдеться. Для *мікропроцесів* така «реальність» визначатиметься методом аналізу вихідних рядів безпосередніх вимірів. Навіть за наявності синхронних океанографічних зйомок важко уникнути згладжування вихідних даних. Винятком може бути синоптичне картування. Здебільшого необхідно узагальнення спостережень по годинах, добам, декадам, природним періодам. Сказане повною мірою стосується і методики аналізу *мезопроцесів*. Для судження про них застосовується опосередкування за різними часовими і просторовими масштабами, а також різні класифікації за типами процесів. Вивчення *макропроцесів* можливе лише в багаторічному аспекті на основі використання всіх наявних даних або якоїсь їх частини, що відноситься до певної кліматичної епохи. Тільки цим шляхом можна отримати уявлення про загальні закономірності, властиві океаносфери та атмосфери, – їх клімату.

Кожна категорія гідрометеорологічних процесів відбиває об'єктивність, властиву даному просторово-часовому масштабу. Для ілюстрації сказаного можна звернутися до даних про течії. Так, безпосередні виміри дають уявлення про миттєву характеристику потоку. На підставі тривалих вимірювань можна отримати дисперсію течії за напрямом та швидкістю. З цією метою будують «рози» течій – діаграму, що показує, як часто та в яких напрямках переміщуються водні маси; такий статистичний аналіз дає можливість отримати векторну гістограму розподілу, вибрати з неї переважний (модальний) результуючий напрямок (кінцеве перенесення по всіх переміщеннях за відрізок часу, що розглядається) і швидкість, їх середнє значення, стійкість тощо. Так, за дослідженнями Булатова, середня річна швидкість течій, визначена за

всіма потоками Атлантичного океану, дорівнює 54 см/с. Така ж вона (56 см/с) за геострофічними розрахунками в одноградусному масштабі опосередкування даних (температури та солоності), зменшуючись у п'ятиградусному в 2 рази (28 см/с) і знову скорочуючись удвічі (14 см/с) при десятиградусному осередненні. Дуже важливо, як позначається зміна масштабів опосередкування вихідних даних на уявленні про течії в регіоні.

При одноградусному масштабі опосередкування макроциркуляційні системи сильно затушовуються безліччю мезомасштабних вихорів. Наявність їх можна пов'язати як із самою природою циркуляції вод, так і з недостатньою кількістю вихідних даних, за рахунок чого з'являються окремі кільцеподібні ізолінії. Слід вважати, що обмеженість відомостей грає другорядну роль, оскільки вихори простежуються, мабуть, ще більшою мірою і в межах акваторії з великою кількістю спостережень (північно-західні та північно-східні частини океанів). Таким чином, можна вважати, що одноградусний масштаб опосередкування порівняно слабо «відфільтровує» мезомасштабні вихори, є найважливішою рисою циркуляції вод. Тим самим значно затемнюються загальні закономірності, що виявляються у поєднанні макроциркуляційних систем циклонічного та антициклонічного характеру, що послідовно змінюються у напрямку від екватора до полюсів.

При п'ятиградусному масштабі опосередкування мезомасштабні вихори практично повністю зникають і з найбільшою чіткістю проявляються всі найважливіші закономірності циркуляції вод океану. Окремі невеликі кругообіги, мабуть, слід вважати не мезомасштабними утвореннями, а частинами макроциркуляційних систем. П'ятиградусний масштаб є оптимальним для виявлення основних закономірностей, властивих усім гідрофізичним та гідрохімічним полям океану.

Десятиградусний масштаб опосередкування дає змогу простежити найголовніші особливості циркуляції вод океану. До них слід віднести і вельми наочне уявлення про збільшення інтенсивності циркуляції в помірних широтах, що виявляється зі згущення ізоліній динамічного рельєфу. Водночас швидкості окремих течій суттєво відрізняються від безпосередньо вимірних. Незважаючи на це, їх не слід вважати «фіктивними», оскільки вони дають середню величину, характерну для десятиградусної трапеції (зі сторонами, що перевищують 1000 км); за ними можна отримати перенесення вод у межах всієї трапеції за час, за яким проводилося узагальнення вихідних даних.

Сорокаградусний масштаб опосередкування апріорно неприйнятний щодо циркуляції вод.

Мікропроцесам властиві висока інтенсивність, невеликі часові та просторові масштаби; для процесів вищих категорій характерно зменшення інтенсивності та збільшення їх масштабів. Просторове чи

часове опосередкування даних дозволяє виявити взаємозв'язок між процесами різних масштабів.

З переходом до процесів вищих категорій закономірно зменшуються одержувані середні величини (відповідно зниження їх інтенсивності). При узагальненні матеріалів за все більшими просторовими масштабами відбувається «відфільтровування» мікропроцесів і виникають уявлення про особливості, характерні для макропроцесів. Тим самим виявляється можливою заміна часового масштабу просторовим.

1.3 Переважний напрямок та мінливість взаємодії атмосфери та океану

Хоча атмосфера і океан в середньому стратифіковані стійко, у кожному середовищі можна знайти маси з різною густиною на тому самому рівні. Пов'язана з цим доступна потенційна енергія створюється насамперед за рахунок неадіабатичних процесів, таких як неоднакове поглинання та випромінювання радіації, локальні виділення прихованого тепла в атмосфері, зміни солоності в океані, неоднакові потоки тепла від меж. Крім цього, локальні вертикальні рухи у стратифікованій рідині викликають перерозподіл мас і внаслідок цього зміни доступної потенційної енергії. Якщо не розглядати приливні сили та в'язку дисипацію, повна кінетична енергія атмосфери та океану може бути змінена лише за рахунок змін доступної потенційної енергії або за рахунок тертя на межі. Інтенсивність цих процесів різна в обох середовищах. В атмосфері, яка є активною тепловою машиною, що генерує кінетичну енергію, тертя біля межі є вторинним ефектом. На противагу цьому основні системи течій верхнього шару океану визначаються саме процесами тертя біля поверхні розділу океан - атмосфера. Горизонтальна мінливість густини в низьких і помірних широтах, хоч і обумовлена в певній мірі радіацією та іншими неадіабатичними факторами, є все ж скоріше наслідком океанічних течій, ніж їх причиною. Ці течії переносять тепло й можуть створювати такі нерівноважні умови, які обумовлюють приплив доступної потенційної енергії до атмосфери. Отже, кінетична енергія передається у великих кількостях лише від атмосфери до океану, але не навпаки.

З іншого боку, потоки тепла і водяної пари спрямовані здебільшого від океану до атмосфери, і сумарний потік тепла (включаючи приховану теплоту випаровування), спрямований вгору, набагато більший від потоків протилежного знака. Динамічні процеси в обох середовищах пов'язані між собою обміном енергії, що має такий специфічний характер.

Маса всіх океанів на земній кулі в 280 разів більша за масу атмосфери; їхня теплоємність майже в 1250 разів перевищує теплоємність

повітря. Реакція океану на зовнішні дії відповідно більш уповільнена. Хоча річний цикл радіації, яка надходить на поверхню океану, обумовлює характер теплових процесів тільки в дуже невеликій частині маси води океану, теплова інерція навіть цієї відносно малої частини досить велика, щоб згладити інтенсивні та різкі зміни температури. Добре відомо, що ця особливість впливає на клімат материків, особливо в областях, що межують з океаном. Добові зміни температури поверхні океану менші за аналогічні зміни температури повітря.

Через велику термічну і динамічну інерцію океан грає роль махового колеса в системі океан - атмосфера. Атмосфера у цьому поєднанні є більш рухливим і мінливим партнером. Вона постачає механічну енергію океану зі швидкістю, яка має дуже асиметричний розподіл у просторі та часі, оскільки робота вітрового напруження тертя становить величину порядку ρU_*^3 , тобто пропорційна кубу швидкості вітру. Це причина порівняно великої ролі штормів, хоча частка поверхні, зайнятої ними, невелика.

Короточасні локальні зміни потоків тепла та вологи також є функціями інтенсивності вітру, хоча також залежать від змін перепадів температури та вологості між океаном та атмосферою. Проте зміни цих перепадів викликаються головним чином адвекцією повітряних мас з різними властивостями, а не локальними змінами температури води. Наприклад, Сімпсон зазначав, що потоки тепла і вологи від океану до атмосфери в одній і тій самій області поверхні океану в холодному секторі позатропічних циклонів перевищували величину цих потоків в теплому секторі більш ніж у 10 разів.

1.4 Питання для самоперевірки

1. Які існують види взаємодії океану та атмосфери залежно від його масштабу?
2. Які процеси відносять до дрібномасштабної взаємодії океану та атмосфери?
3. Які процеси відносять до мезомасштабної взаємодії океану та атмосфери?
4. Які процеси відносять до великомасштабної взаємодії океану та атмосфери?
5. Який вплив на результати опосередкування може надавати вибір масштабу цього опосередкування?
6. Який масштаб просторового опосередкування є оптимальним для виявлення основних закономірностей, властивих усім гідрофізичним та гідрохімічним полям океану?
7. Де швидше виникає реакція на зовнішні дії, в океані чи атмосфері?
8. У системі океан - атмосфера, яке середовище є більш динамічним?

2 ОКЕАН-АТМОСФЕРА ЯК ЧАСТИНА ЄДИНОЇ КЛІМАТИЧНОЇ СИСТЕМИ

2.1 Визначення глобальної кліматичної системи

Глобальною кліматичною системою називається сукупність атмосфери, гідросфери, кріосфери, літосфери та біосфери (так звані *ланки* кліматичної системи), які взаємодіють між собою та обмінюються енергією і речовиною.

Причому під *атмосферою* розуміють газову оболонку Землі, під *гідросферою* – Світовий океан з усіма окраїнними та внутрішніми морями, під *кріосферою* – континентальні льодовикові щити, гірські льодовики, морський лід та сніговий покрив суші, під *літосферою* – діяльний шар суші та все, що є на неї, в тому числі озера, річки та підземні води, і, нарешті, під *біосферою* – сухопутна та морська рослинність та живі організми, включаючи людину.

Компоненти (ланки) кліматичної системи перебувають у стані складних нелінійних взаємодій один з одним, пов'язані прямими та зворотними зв'язками. Приклад таких взаємодій неважко навести. Незважаючи на порівняно малу масу атмосфери, обмін кількістю її руху з океаном викликає більшу частину рухів вод Світового океану. Через океанічні течії здійснюється міжширотний обмін теплом в океані. У процесі обміну з тропічних широт у високі широти переносяться маси теплої води. У холодну пору року тепло з водної поверхні за допомогою фізичних механізмів переноситься в атмосферу. Таким чином, океан відіграє значну роль у формуванні особливостей поля температури в атмосфері і, отже, особливостей циркуляційних процесів у ній [4].

2.2 Відмінність фізичних властивостей океану та атмосфери

Ланки кліматичної системи мають різні фізичні властивості. Об'єм *атмосфери*, що містить 99,8 % її маси, обмежується висотою 60 км і дорівнює $3,82 \times 10^{12}$ км³. Маса повітря в цьому обсязі складає $5,2 \times 10^{18}$ кг.

Гідросфера, 97,2 % якої припадає на води Світового океану, має об'єм $1,37 \times 10^9$ км³ і масу $1,43 \times 10^{21}$ кг.

Таким чином, маса гідросфери в 275 разів більша за масу атмосфери, а об'єм її менший за обсяг атмосфери майже в 279 разів.

Вода має приблизно в 4 рази більшу питому теплоємність, ніж повітря, а теплопровідність води перевищує теплопровідність повітря приблизно 20 разів. Отже, води Світового океану є гарним акумулятором

сонячної енергії, значна частина якої передається потім в атмосферу у вигляді потоків прихованого та явного тепла.

Відмінність фізичних властивостей атмосфери та океану визначає той факт, що просторові та часові зміни ряду параметрів атмосфери набагато більші, ніж океану. Це означає, що атмосфера є більш рухомих середовищем, ніж океан. Швидкість вітру біля земної поверхні зазвичай становить кілька метрів за секунду, у вільній атмосфері може досягати кількох десятків метрів за секунду, тоді як середня швидкість океанічних течій дорівнює 3,5 см/с. Таким чином, швидкість переміщення речовини в океані на два порядки менша, ніж в атмосфері. Незважаючи на цю властивість океану, в порівнянні з іншими ланками кліматичної системи, гідросферу слід вважати також дуже рухомих середовищем, що характеризується, як і атмосфера, складними циркуляційними особливостями. Як було зазначено вище, крім поверхневих океанічних течій, в океані утворюються вихори, подібні до атмосферних баричних утворень (циклонів і антициклонів), вихроподібні кільцеві структури («ринги»), що мають діаметр до 100 км і включають масу води, що відрізняється за властивостями від навколишньої. Виявлено також підповерхневі течії та рухи вод на великих глибинах.

2.3 Світовий океан як головне джерело тепла та вологи для атмосфери

Світового океану при їх високій теплоємності, яка в 4 рази більша, ніж у повітря, поглинають сонячної енергії в середньому близько 90 ккал/см² в рік, а суша 50 ккал/см² в рік [5]. У низьких широтах Світовий океан поглинає сонячну енергію на 25-50 % більше, ніж суша. У тропіках у середньому протягом року величина поглиненої сонячної енергії близько 100-120 ккал/см² в океанах і 6080 ккал/см² на суші. З віддаленням до полюсів ця відмінність поступово зменшується. Загальна кількість сонячної енергії, що поглинається Світовим океаном, визначена в $29,7 \cdot 10^{19}$ ккал за рік, що становить майже 80 % усієї радіації, що досягає поверхні планети ($36,5 \cdot 10^{19}$ ккал). До того ж, океан є головним акумулятором сонячного тепла; в ньому міститься в 21 разів більше цієї кількості тепла ($76 \cdot 10^{22}$ ккал; [6]), яке щорічно надходить від Сонця до Землі. У десятиметровому шарі океанічних вод у 4 рази більше тепла, ніж у всій атмосфері.

Близько 80 % сонячної енергії, що поглинається Світовим океаном, витрачається на випаровування ($26,8 \cdot 10^{19}$, тоді як у межах суші біля $4,1 \cdot 10^{19}$ ккал у рік). За всієї солідності цієї цифри вона становить лише близько 3 % тепла, накопиченого Світовим океаном. На турбулентний теплообмін з атмосферою йде решта сонячної радіації, яка поглинається

($2,7 \cdot 10^{19}$ ккал у рік, приблизно стільки, скільки на суші); це лише 0,4 % загального тепловмісту океану. Зіставляючи величину прибутково-витратних сум теплообміну через поверхню Світового океану з його тепловмістом, дійдемо висновку, що щороку в такий обмін з атмосферою залучається поверхневий шар товщиною близько 50 м. Теплообмін найбільш діяльної двохсотметрової товщі вод здійснюється за 34 роки.

Якщо на суші тепло поглинається у весняно-літній період і витрачається в осінньо-зимовий час, то у Світовому океані тепло накопичується в тропіках, а в помірних та полярних областях (приблизно від $30-40^\circ$ широти в обох півкулях) віддається в атмосферу. Основна загальнопланетарна закономірність турбулентного теплообміну полягає в його впливі на повсюдне пом'якшення клімату: у низьких широтах з океану на сушу виноситься холодніше повітря, а у високих широтах на континенти приходять тепліші повітряні маси. Водночас тепло, що поглинається у тропіках Світового океану, переноситься течією у високі широти, пом'якшуючи клімат помірної та полярної областей. Так, Гольфстрім несе у 22 рази більше тепла, ніж усі річки земної кулі. Загальновідомо, наскільки сприятливий вплив завдає Гольфстрім і продовжуючи його Північно-Атлантична течія на клімат Європи. Під впливом Нордкапської гілки цієї течії, яка обігріває Скандинавію, протягом всієї холодної частини року Мурманський порт виявляється доступним для суден, тоді як Маріупольський порт на Азовському морі, розташований на 2500 км на південь, замерзає на два місяці.

З поверхні Світового океану щорічно випаровується 86 % усієї вологи, що надходить в атмосферу ($500 \cdot 10^3$ км³ у рік), тоді як інші 14 % дає суша ($70 \cdot 10^3$ км³ у рік). Порівняно з масою вод океаносфери обсяг вологи, що випаровується, становить лише 0,037 %. Світовий океан як головний постачальник вологи в атмосферу, а й найважливіше джерело вод суші. Материковий стік ($47 \cdot 10^3$ км³ у рік) замикає планетарний вологообмін.

2.4 Часова мінливість глобальної кліматичної системи

Спираючись на класифікацію А.С. Моніна [7], можна прийняти наступну практичну класифікацію масштабів мінливості характеристик кліматичної системи:

1. *Дрібномасштабна* мінливість – від часток секунди до хвилин, обумовлена турбулентністю та різного роду хвильовими процесами (акустичними та гравітаційними хвилями в атмосфері).

2. *Мезомасштабна* мінливість – від кількох хвилин до години, до неї належать, зокрема, інерційні коливання.

3. *Синоптична* мінливість з періодами від кількох годин до кількох діб в атмосфері та тижнів в океані. До цієї групи належать добові та

напівдобові коливання, що створюються добовими змінами інсоляції, та гравітаційними силами Місяця та Сонця.

4. *Глобальні* коливання із періодами від тижнів до місяців. Прикладом є двотижневі коливання індексу циркуляції (середньої кутової швидкості обертання атмосфери в помірних широтах щодо поверхні Землі) і 30-60-добові коливання в індоокеанському і тихоокеанському секторах тропічної атмосфери.

5. *Сезонна* мінливість. До цієї групи належать коливання з річним періодом та їх гармоніки (у тому числі мусонні явища). Причиною сезонних коливань є річний рух Землі навколо Сонця і пов'язаний із цим річний хід суми сонячної радіації у різних широтних зонах.

6. *Міжрічна* мінливість з періодами близько кількох років великих акваторій океану і всієї атмосфери. У цих процесах найбільш яскраво виражені взаємодія океану з атмосферою та коливання у цій взаємодії. Прикладом служать: квазідворічне коливання метеорологічних елементів, що має глобальний характер, але більш чітко виражене в екваторіальній стратосфері (на думку Л.М. Обухова, воно виникає в результаті параметричного резонансу, тобто резонансного посилення коливань при повільній зміні параметрів атмосфери); квазідворічне явище, що отримало назву ENSO (аббревіатура англійського словосполучення Ель-Ніньо – Південне коливання); 3,5-річне авто коливання північної гілки Гольфстріму тощо.

6. *Внутрішньовічна* мінливість з періодами десятки років, пов'язана з коливаннями клімату. Ця мінливість також одночасно охоплює океан та атмосферу. Прикладом може бути що у першій половині ХХ ст. потепління вод Арктики та одночасне похолодання у низьких широтах.

7. *Міжвікова* мінливість з періодами в сотні років і більше пов'язана з коливаннями клімату з такими ж періодами. Одна з таких змін відбувалася під час так званого малого льодовикового періоду XVII-XIX ст. Як показав Б'єркнес, у цей період Саргасове море було на 2-3° С тепліше, а води в Ісландії на 1° С холодніше, ніж у сьогоденну епоху. Ці відхилення стали результатом ослаблення теплообміну в процесах взаємодії океану та атмосфери.

2.5 Вимушені та вільні коливання (автоколивання) параметрів глобальної кліматичної системи

Як будь-яка коливальна система, кліматична система має *власні* частоти коливань, які визначаються набором фізичних та фізико-географічних особливостей її складових (сезонно-широтних особливостей припливу сонячної енергії, розподілу суші та океанів, рельєфу суші та морського дна, термодинамічних характеристик атмосфери, тощо).

Прояви часової мінливості кліматичної системи представлені в ідеалізованому діапазоні коливань температури приземного шару атмосфери на рис. 2.1. Залежно від механізму збудження коливання температури, як і будь-яких інших кліматичних характеристик, можна розділити на *вільні* і *вимушені* [8].

Вимушеними називаються коливання, що створюються зовнішніми впливами (скажімо, змінами інсоляції та параметрів земної орбіти), *вільними* – коливання, що відбуваються незалежно від зовнішнього механічного або теплового впливу та обумовлені внутрішньою нестійкістю кліматичної системи по відношенню до малих збурень.

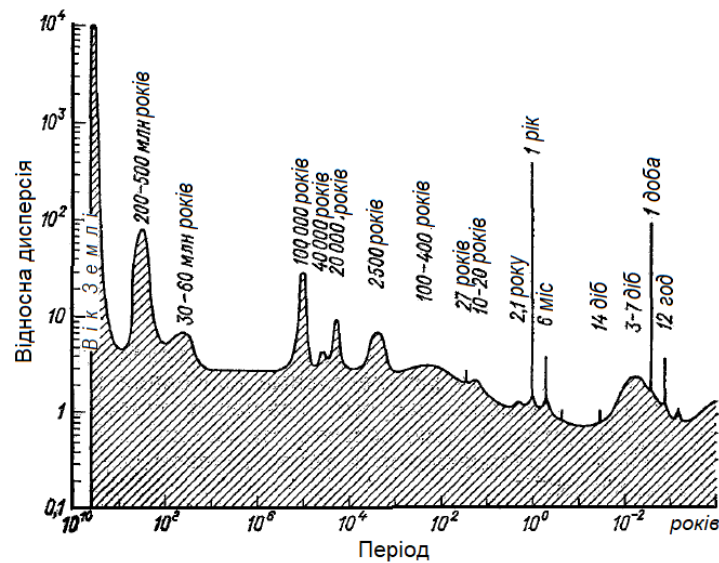


Рисунок 2.1 – Ідеалізований спектр коливання температури в приземному шарі атмосфери, за Мітчелом [9]

Динаміка погоди і клімату, що спостерігається, головним чином, є наслідком коливань кліматичної системи на її *власних* частотах, але ці коливання багаторазово запускаються впливами зовнішніх факторів. *Зовнішніми чинниками* тією чи іншою мірою є різного роду космічні впливи (геодинаміка та сонячна активність) та вулканічні викиди газів і аерозольних частинок в атмосферу. Механізм впливу на клімат геодинамічних факторів та сонячної активності не цілком зрозумілий, тому у фізико-математичних моделях такі фактори не можуть бути враховані за сучасного рівня знань.

Будь-які коливання – це процес зміни станів системи, що повторюється в часі, біля *точки рівноваги*. Після імпульсу енергії, за відсутності додаткових зовнішніх впливів, у системі виникають та підтримуються *вільні коливання* на власних частотах системи. *Вільні коливання* система здійснює за наявності деякого запасу потенційної

енергії, що витрачається на здійснення цих коливань. Вони завжди пов'язані з поперемінним перетворенням енергії однієї форми прояву на іншу форму. У реальних умовах *вільні* коливання завжди загасають через дисипацію енергії.

У будь-якій реальній гідродинамічній системі завжди є *в'язка дисипація*, якщо система не рухається як тверде тіло, і *теплова дисипація*, якщо система неізотермічна. Тому у *вільних* коливаннях єдиним механізмом, здатним врівноважити вплив дисипації, можливо лише перенесення енергії по спектру. У *вимушених* коливаннях дисипація може компенсуватися як за допомогою каскадного перенесення енергії, і за допомогою роботи збуджуючих сил. При цьому спочатку збуджується мода з просторовим масштабом, рівним масштабу довжини сили, що змушує коливання. Потім під впливом нестійкості ця мода передає свою енергію високохвильовим модам. Як тільки енергія цих мод досягає деякого критичного рівня, починають збуджуватися ще більш високохвильові моди. Одночасно високохвильові моди взаємодіють з низькохвильовими модами, що їх породжують, викликаючи або посилення, або стабілізацію і навіть руйнування останніх.

Вимушені коливання – це незагасаючі коливання. Неминучі втрати енергії у даному випадку компенсуються підведенням енергії від зовнішнього джерела періодично діючої сили.

Коливання в кліматичній системі Землі існують протягом усієї історії існування кліматичної системи. При дисипації енергії це можливо лише за наявності зовнішнього змінного джерела енергії (зовнішнього чинника), який підживлює власні коливання кліматичної системи.

Для атмосфери таким зовнішнім чинником може бути теплообмін із океаном. У цьому теплообміні бере участь верхній перемішаний шар океану товщиною кілька сотень метрів. Товщина його не постійна у часі та у просторі та визначається внутрішніми процесами в океані. Океан є одним із факторів природних коливань потоків тепла в атмосферу над ним. Океан завжди чинить стабілізуючу дію на будь-які зміни температури повітря.

Далі фактором перенесення тепла з океану на континент є атмосферна циркуляція. Зміни в циркуляції океану та атмосфери збуджують повторювані серії коливань температури атмосфери на власних частотах. Кожен новий вплив на атмосферу дає початок нової послідовності неперіодичних коливань температури повітря. Часто нова серія неперіодичних коливань температури повітря аналогічна до попередньої – ця особливість дає можливість для прогнозу неперіодичних коливань клімату на період до двох десятиліть.

Існують системи, у яких *незгасаючі коливання* виникають не за рахунок періодичного зовнішнього впливу, а результаті наявної в таких системах здатності самої регулювати надходження енергії від постійного

джерела. Такі системи називаються *автоколивальними*, а процес незгасаючих коливань в таких системах – *автоколиваннями*.

В автоколивальній системі можна виділити три характерні елементи – коливальна система, джерело енергії та пристрій *зворотного зв'язку* між коливальною системою та джерелом. Автоколивання виявлені в атмосфері, гідросфері, кріосфері, літосфері, біосфері, а також, судячи з результатів моделювання, у внутрішніх сферах Землі.

2.6 Роль зворотного зв'язку між коливаннями параметрів глобальної кліматичної системи

З наведеної вище інформації ясно, що зовнішній вплив – це лише один із можливих механізмів мінливості, інший – внутрішній стохастичний механізм, зумовлений існуванням *зворотних зв'язків* між різними внутрішніми параметрами кліматичної системи [8].

Зворотні зв'язки можуть або посилювати варіації одного з параметрів, що взаємодіють, або ослабляти їх. У першому випадку вони називаються *позитивними*, у другому – *негативними*.

Відомо чимало прикладів зворотних зв'язків. Наведемо лише деякі з них.

Позитивний зворотний зв'язок *парниковий ефект водяної пари – температура атмосфери*. Кількість водяної пари (абсолютна вологість), що міститься в повітрі, нелінійним чином залежить від температури повітря і в свою чергу визначає прозорість атмосфери для довгохвильової радіації. Так, підвищення температури при достатній відносній вологості (припущення про сталість відносної вологості добре виправдовується в широкому діапазоні зміни температури) призводить до посилення поглинання довгохвильової радіації в атмосфері (*парниковий ефект*) і цим сприяє подальшому підвищенню температури нижніх шарів атмосфери. Отже, парниковий ефект водяної пари впливає на кліматичну систему дестабілізуючим чином.

Позитивний зворотний зв'язок *альbedo снігово-крижаного покриву – температура атмосфери*. Як відомо, сніг і лід мають більш високу відбивну здатність (альbedo), ніж вода або ґрунт. Тому збільшення площі сніжно-крижаного покриву або термінів його існування має супроводжуватися збільшенням планетарного альbedo, а воно – зменшенням кількості сонячної радіації, що засвоюється кліматичною системою, і подальшим зниженням температури атмосфери та збільшенням площі сніжно-крижаного покриву.

Позитивний зворотний зв'язок *парниковий ефект вуглекислого газу – температура приземного шару атмосфери*. Збільшення вмісту вуглекислого газу в атмосфері, спричинене спалюванням викопного

палива, призводить до підвищення температури приземного шару атмосфери завдяки «парниковому ефекту» вуглекислого газу. У свою чергу підвищення температури приземного шару, що супроводжується збільшенням низхідного потоку довгохвильової радіації, та зменшення потоків явного та прихованого тепла (зменшується контраст температур вода - повітря) викликають нагрівання океанської поверхні. Це посилює вертикальну стійкість верхніх шарів океану, послаблює поглинання вуглекислого газу і, зрештою, сприяє збільшенню концентрації CO₂ в атмосфері.

Негативний зворотний зв'язок між *перепадом температур екватор - полюс та меридіональним перенесенням тепла*. Збільшення перепаду температур екватор - полюс призводить до посилення меридіонального перенесення тепла. Це сприяє підвищенню температури океану та атмосфери у високих широтах і, як наслідок, зменшенню меридіонального контрасту температур.

Негативний зворотний зв'язок *вологість ґрунту – альbedo поверхні суші*. Збільшення вологості ґрунту супроводжується зменшенням альbedo поверхні суші, що у свою чергу сприяє збільшенню поглинання короткохвильової сонячної радіації, підвищенню температури підстильної поверхні, посиленню випаровування та в результаті – зменшенню вологості ґрунту.

2.7 Питання для самоперевірки

1. Що називається глобальною кліматичною системою?
2. Як і на який порядок відрізняється швидкість переміщення речовини в океані у порівнянні з атмосферою?
3. Як відрізняється теплоємність океану від атмосфери?
4. Який відсоток від загальної кількості сонячної енергії, яка досягає земної поверхні поглинається Світовим океаном?
5. Який відсоток від загальної кількості сонячної енергії, що поглинається Світовим океаном витрачається на випаровування?
6. Як за допомогою течій у Світовому океані перерозподіляється сонячна енергія, яка поглинається їм у тропічній зоні?
7. Який відсоток вологи, що надходить до атмосфери щорічно випаровується з поверхні Світового океану у порівнянні з сушею?
8. Перерахуйте які існують масштаби мінливості характеристик кліматичної системи (за класифікацію А.С. Моніна)?
9. Чим відрізняються вимушені коливання від вільних?
10. Під впливом яких зовнішніх чинників запускаються коливання кліматичної системи?
11. Що таке автоколивання?

3 РАДІАЦІЙНИЙ БАЛАНС ПОВЕРХНІ ОКЕАНУ

Енергія, що випромінюється Сонцем, зветься сонячною радіацією. Надходячи на Землю, сонячна радіація здебільшого перетворюється на тепло. Практично сонячна радіація є єдиним джерелом енергії планети Земля, проти сонячної енергією значення інших джерел мізерно мало.

Нагадаємо, що кількість енергії, що випромінюється тілом через одиничну поверхню в одиницю часу у всіх напрямках називається *поток*ом випромінювання, або *поток*ом променистої енергії (потоком радіації) [10]

$$F = \frac{d\mathcal{F}}{dS}, \quad (3.1)$$

де F – потік випромінювання,
 $d\mathcal{F}$ – кількість променистої енергії,
 dS – площа поверхні тіла.

Для повної енергетичної характеристики потоку променистої енергії необхідно знати розподіл енергії за довжинами хвиль. Якщо виділити в загальному потоці елементарну ділянку в інтервалі довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$, то кількість променистої енергії $d\mathcal{F}_\lambda$ у цьому інтервалі, що випускається з поверхні dS , прямо пропорційно dS і $d\lambda$

$$d\mathcal{F}_\lambda = F_\lambda d\lambda dS. \quad (3.2)$$

Потік випромінювання F_λ , віднесений до одиничного інтервалу довжин хвиль, поблизу певної довжини хвилі λ називається *монохроматичним потоком радіації* або *випромінювальною здатністю тіла*.

Крім цього, якщо на тіло падає монохроматичний потік радіації F_λ частина цього потоку поглинається тілом F'_λ , частина відбивається F''_λ і частина проходить крізь тіло F'''_λ

$$F'_\lambda + F''_\lambda + F'''_\lambda = F_\lambda. \quad (3.3)$$

Розділивши обидві частини рівняння (3.3) на F_λ отримаємо

$$\frac{F'_\lambda}{F_\lambda} + \frac{F''_\lambda}{F_\lambda} + \frac{F'''_\lambda}{F_\lambda} = 1. \quad (3.4)$$

Перший член у лівій частині співвідношення (3.4) називається *поглинальною здатністю тіла*, або відносним коефіцієнтом поглинання

$$r_{\lambda} = \frac{F''_{\lambda}}{F_{\lambda}}, \quad (3.5)$$

другий – *відбивною здатністю*, або *альбедо*

$$a_{\lambda} = \frac{F'_{\lambda}}{F_{\lambda}}, \quad (3.6)$$

і третій – *пропускною здатністю*

$$d_{\lambda} = \frac{F'''_{\lambda}}{F_{\lambda}}. \quad (3.7)$$

Отже

$$r_{\lambda} + a_{\lambda} + d_{\lambda} = 1. \quad (3.8)$$

Всі ці величини безрозмірні та змінюються від 0 до 1.

Кожна речовина має складний спектр поглинання. Якщо вся падаюча на тіло промениста енергія повністю їм поглинається ($r_{\lambda} = 1$, $a_{\lambda} = d_{\lambda} = 0$), то таке тіло називається *абсолютно чорним тілом*.

Більшість твердих тіл для радіації не прозорі, тобто їхня пропускна здатність дорівнює нулю і вони тільки поглинають і відбивають радіацію.

Відношення випромінювальної здатності до поглинаючої не залежить від природи тіла та є для всіх тіл однією і тією ж функцією довжини хвилі λ і температури T (*закон Кірхгофа*)

$$\frac{F_{\lambda}}{a_{\lambda}} = B(\lambda, T). \quad (3.9)$$

Для абсолютно чорного тіла $r_{\lambda} = 1$, отже випромінювальна здатність такого тіла дорівнює $B(\lambda, T)$, тобто

$$(F_{\lambda})_{\text{ч.т.}} = B(\lambda, T). \quad (3.10)$$

Відповідно до *закону Стефана-Больцмана*, повний потік випромінювання B абсолютно чорного тіла можна знайти за формулою

$$B = \sigma T^4, \quad (3.11)$$

де σ – *постійна Стефана-Больцмана*, $\sigma = 5,670367 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Т}^4)$.

Із закону Стефана-Больцмана випливає, що будь-яке тіло, яке має температуру відмінну від абсолютного нуля, випромінює потік радіації певної довжини хвилі в залежності від температури цього тіла, яка називається ефективною температурою.

Точне значення ефективної температури Сонця становить 5784 К [11].

Кількість енергії, що випромінюється Сонцем, розподіляється між різними ділянками спектру наступним чином:

- ультрафіолетова область ($\lambda < 0,40$ мк) близько 6,7 %,
- видима ділянка спектру ($0,4 \leq \lambda \leq 0,76$ мк) – 46,8 %,
- інфрачервона область ($\lambda \geq 0,76$ мк) – 46,5 %.

Понад 95 % випромінювання Сонця припадає на область так званого оптичного вікна атмосфери (0,29-2,4 мкм), що включає видиму, близьку ультрафіолетову (УФ) і інфрачервону (ІЧ) ділянки спектра. Ця область носить назву *оптичного вікна* з причини, що на цій ділянці спектра земна атмосфера найбільш прозора для сонячного випромінювання (пропускає близько 80 %), в той час як випромінювання в далекій короткохвильовій і інфрачервоній областях (на які припадає 1 і 3,6 %) повністю або майже повністю поглинається атмосферою. Максимум випромінювання Сонця припадає на довжину хвилі $\lambda = 0,4738$ мкм.

Теоретично Сонце випромінює всі довжини хвиль (від 0 до ∞), але вище 99 % всієї енергії припадає на діапазон 0,1-4 мк. Сонячну радіацію часто називають *короткохвильовою*, на відміну від інфрачервоної (*довгохвильової*) радіації, яку випромінює Земля та атмосфера.

3.1 Потіки променистої енергії та їх трансформація

На верхню межу атмосфери падає потік прямої сонячної радіації Q_0 , середня річна величина якого – так звана *сонячна стала* – складає близько $1,33 \cdot 10^3$ Дж/(м²·с).

Частина цього потоку Q_0' відбивається верхньою межею хмар у космічний простір (рис. 3.1), частина розсіюється молекулами повітря в товщі атмосфери, утворюючи розсіяну радіацію q , частина поглинається атмосферою Q_0'' і безпосередньо її нагріває. В результаті до поверхні океану надходить потік прямої радіації Q та розсіяна радіація q . Сума $Q + q$ називається *сумарною радіацією*.

На земній (океанічній) поверхні, потік сумарної радіації відчуває відбиток і поглинання. Відбиті потоки Q' і q' зазнають в атмосфері подальшого поглинання та розсіювання.

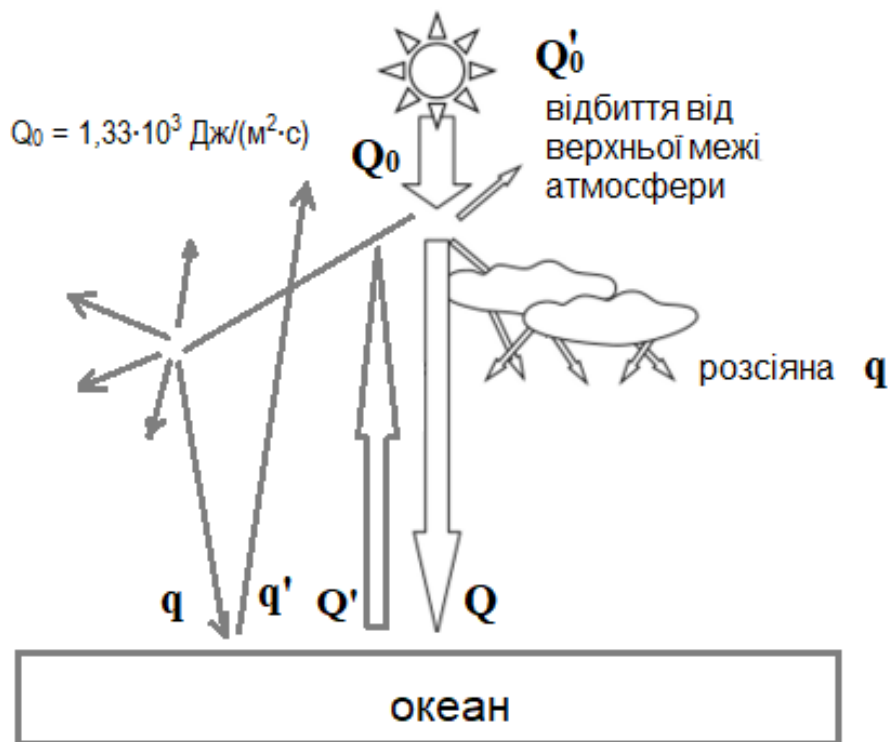


Рисунок 3.1 – Трансформація сонячної енергії у атмосфері

У кожен фіксований момент земна (океанічна) поверхня, поглинаючи короткохвильову радіацію, одночасно втрачає енергію шляхом довгохвильового випромінювання. Значна частина випромінювання земної поверхні поглинається атмосферою, яка у свою чергу випромінює довгохвильову радіацію B_a , частина якої спрямована до земної поверхні і називається *зустрічним випромінюванням* чи *противипромінюванням атмосфери*.

Різниця між власним випромінюванням земної (водної) поверхні B_w і поглиненою нею частиною зустрічного випромінювання атмосфери називають *ефективним випромінюванням* земної поверхні B^*

$$B^* = B_a - B_w. \quad (3.12)$$

Температура атмосфери, як правило, нижча за температуру земної поверхні, тому в більшості випадків $B_a > B_w$ і, отже, $B^* > 0$, тобто внаслідок довгохвильового випромінювання земна поверхня втрачає енергію. У разі наявності сильних інверсій температури повітря та високих значень вологості, над сніговим та льодовим покривом, а також над ділянками холоднішою, щодо повітря, водної поверхні океанів та морів ефективне випромінювання може мати негативні значення.

3.2 Радіаційна енергетика хмарної атмосфери

Хмарність здатна значно послаблювати кількість сонячної радіації, що надходить до земної поверхні в залежності від її форм. При поширенні у хмарі короткохвильової сонячної радіації роль розсіювання та поглинання дуже велика. Як правило, сонячна радіація у хмарі розсіюється повністю. Близько половини радіації розсіюється назад (відбивається), частина поглинається, а частина розсіюється вперед, тобто пропускається хмарою, але не у вигляді паралельного пучка променів, а у вигляді розсіяної (дифузної) радіації.

У видимій частині спектра радіація поглинається лише хмарними краплями. У близько інфрачервоній області спектру радіація поглинається краплями, водяною парою, вуглекислим газом та озоном.

Якщо хмари верхнього ярусу істотно впливають на ослаблення сонячної радіації, то хмарність середнього та нижнього ярусу при потужності 200 м пропускає 43 % падаючого потоку в разі висококупчастих хмар (*Ac*), і 59 % у разі шарувато-купчастої хмарності (*Sc*). Зі збільшенням товщини хмарності пропускання сонячного випромінювання швидко зменшується, а альbedo, навпаки, збільшується. Так, при потужності шарувато-купчастих хмар 500 м пропускання зменшується до 24 %, тобто більш ніж удвічі.

Особливо великий вплив хмарність надає на зустрічне випромінювання атмосфери та ефективне випромінювання земної поверхні. Зі збільшенням кількості та вертикальної потужності хмарності зростає зустрічне випромінювання атмосфери та зменшується ефективне випромінювання. Хмару товщиною кілька сотень метрів практично можна розглядати як чорне тіло: вона поглинає всю інфрачервону радіацію, яка падає на неї.

Експериментальні дані показали, що ефективне випромінювання тим більше, чим вище нижня межа хмари (табл. 3.1).

Таблиця 3.1 – Ефективне випромінювання B^* при різних формах 10-бальної хмарності (кал/см²·хв)

Хмарність	Frnb	Ns	Sc	St	As	Ac	Cs	Cl
B^*	0,009	0,019	0,024	0,026	0,064	0,065	0,111	0,127

Як видно з таблиці 3.1, при низькій хмарності з більш високою водністю та оптичною щільністю величина ефективного випромінювання значно менша, ніж при хмарах середнього та верхнього ярусу. Причиною цього є поглинання довгохвильової радіації, яку випромінює земна поверхня.

Вплив хмарності та вертикального профілю температури повітря на ефективне випромінювання враховується додатковими множниками:

$$B^* = B \left\{ 1,06[1 - (1 - \mu)^{0,54}] + f(\Delta n) + \frac{4(T_z - T_w)}{T_k \sqrt{\gamma^5} (0,39 - 0,0502\sqrt{e})} \right\}, \quad (3.13)$$

де B – випромінювання абсолютно чорного тіла, яке обчислюється за формулою Стефана-Больцмана,

$$\mu = 1 + k_1 n + k_2 (0,25n + 0,75n^2),$$

$f(\Delta n)$ – поправка на добовий хід хмарності над океанами,

T_z – абсолютна температура повітря на стандартній висоті вимірів (6 м над водою),

T_w – абсолютна температура поверхні океану,

γ – параметр, який враховує відхилення концентрації аерозолів для цього місця від її середнього значення,

e – пружність водяної пари в мб.

3.3 Альbedo поверхні океану

Сумарна сонячна радіація, що приходить на простори Світового океану, частково відбивається від його поверхні. Відбита радіація, характеризується величиною **альbedo**, яке є відношенням кількості відбитої радіації до кількості радіації, що надійшла до поверхні

$$\alpha = \frac{Q'}{Q} \approx \frac{q'}{q}. \quad (3.14)$$

Оскільки відбитої енергії завжди менше, ніж тій що впала, то альbedo завжди буде менше одиниці (якщо альbedo виражати у відсотках – це завжди менше 100 %).

Величина альbedo, у середньому на екваторі становить 6 %, але в акваторіях окраїнних морів сягає 9-11 %. Ці зміни альbedo залежать від географічної широти, пори року та хмарності. Відбивна здатність морської поверхні зростає влітку в полярних районах при характерному низькому стоянні Сонця. Альbedo більше в ясну погоду, порівняно з похмурою, через наявність відблисків на поверхні води. Крім того, альbedo моря змінюється ще залежно від кольору водної маси та її каламутності, що викликає коливання потоку радіації в результаті зворотного розсіювання. Такі зміни альbedo найчастіше зустрічаються у прибережних районах та гирлових ділянках річок.

Зіставляючи ці дані з величинами альbedo поверхні суші (не покритої снігом), що досягають у середньому 10-30 %, неважко бачити, що на одиницю поверхні Світового океану прихід тепла буде на 10-20 % більше, ніж на відповідну одиницю поверхні материків.

У полярних областях Світового океану, як відомо, зосереджені льоди, які дрейфують, серед яких у ряді районів зустрічаються скупчення айсбергів. Льоди значну частину року вкриті снігом. У разі снігово-крижаної поверхні частка відбитої радіації різко зростає внаслідок великого альbedo дрейфуючих льодів. Наприклад, у зимовий та весняний періоди альbedo сніжно-крижаної поверхні Центрального Арктичного басейну досягає в середньому 82 %; на узбережжях околиць арктичних морів альbedo, внаслідок частих снігопадів, підвищується в середньому до 86 %. На величину альbedo також впливає згуртованість льодів, чим більше згуртованість льодів, тим більше зростає середнє альbedo.

Водночас велике альbedo снігово-крижаного покриву збільшує розсіяну радіацію в умовах хмарності. Це відбувається в результаті багаторазового відбиття радіації між нижньою основою хмар, які відрізняються, внаслідок малої водності та невеликої потужності, значною пропускарною та розсіювальною здатністю, і підстильною снігово-крижаною поверхнею. Підвищується величина розсіяної радіації через велике альbedo снігово-крижаного покриву та в умовах ясного неба. Ця «снігова» добавка розсіяної радіації має особливе значення в умовах Арктики та морської області Антарктики, де з вказаних причин покращується й освітленість.

Значення альbedo водної поверхні α дещо різні для прямої та розсіяної радіації. Якщо альbedo розсіяної радіації порівняно мало залежить від висоти сонця та у середньому становить 8-10 %, то альbedo прямої радіації залежить від висоти сонця і помітно змінюється при вітровому хвилюванні, яке порушує гладкість поверхні океану. Однак середньодобові значення альbedo водної поверхні для прямої радіації поза полярними районами не сильно відрізняються від альbedo розсіяної радіації. Це дозволяє приблизно об'єднати їх в єдине зручніше для практики альbedo сумарної радіації.

Спостереження показують, що альbedo різних поверхонь змінюється у порівняно вузьких межах (10-30 %) винятки становлять сніг та вода. Так, альbedo темних ґрунтів становить від 0,05-0,15; листяних лісів 0,15-0,20; пустелі 0,3. Альbedo снігу в середньому становить 0,6, а при свіжому снігу може досягати 0,9.

Альbedo водної поверхні залежить від кута падіння сонячних променів. При висоті Сонця 90° альbedo водної поверхні дорівнює 0,02; при 50° – 0,04; при 45° – 0,05; при 20° – 0,12; при 5° – 0,35. У цілому альbedo водної поверхні (океанів) менше, ніж суші.

Великий інтерес мають дані про величину альbedo хмар, яке залежить від форми хмарності. Найбільшими значеннями альbedo характеризується високо-купчаста та шарувато-купчаста хмарність. Так, наприклад, за однакової потужності (300 м) альbedo A_c складає біля 0,73;

$S_c = 0,64$; змішаних $S_c - C_u = 0,52$ (у районі Архангельська) і $A_c = 0,71$, $S_c = 0,56$ (в центрі Європейської частини Росії).

При виконанні океанологічних розрахунків при хмарності рекомендується користуватися постійним альбедо $\alpha = 0,08$. В загальному випадку альбедо поверхні океану визначається за формулою

$$\alpha_n = \alpha - (\alpha - 0,08)n, \quad (3.15)$$

де n – кількість хмарності.

3.4 Довгохвильова та короткохвильова радіація в океані

Під поверхню океану проникає частина прямої та розсіяної радіації, яка поглинається та розсіюється водою. Незначна частина радіації виходить із моря через поверхню (*зворотне розсіювання*).

Оптичні властивості води зумовлюють майже повне поглинання теплової енергії променів у поверхневому шарі води, що призводить до його нагрівання та випромінювання з поверхні океану в атмосферу довгохвильового випромінювання (I). Так, за спостереженнями Свердрупа, у прозорих водах відкритого океану інтенсивність сумарної радіації змінюється з наступним чином (табл. 3.2).

Таблиця 3.2 – Відносна кількість сумарної сонячної радіації, що проникає на різні глибини [12]

Глибина, м	0	1	2	5	10	20	50		100
	у прозорих водах відкритого океану								
$(Q + q),$ %	100	37,7	31,6	23,7	16,1	9,35	2,69		0,45
	у прибережних водах океану								
$Q + q),$ %	100	26,7	17,0	5,95	1,21	0,05	-		-

Примітка: радіація, що увійшла через поверхню, прийнята за 100 %

У Чорному морі верхній шар товщиною 5 м поглинає до 92 % радіації.

Радіаційні потоки поглинаються не на поверхні океану, а шарі деякої товщини, що залежить від чистоти води – практично до 6-10 м у морі та до 20-30 м у відкритих частинах океанів. Цей поверхневий шар називається *діяльною поверхнею океану*. Товщина шару поглинання залежить від

довжини хвилі падаючого світла і від концентрації у воді мулу, піни, пухирів та планктону.

Океан поглинає не лише короткохвильову сонячну радіацію, а й довгохвильове випромінювання атмосфери та хмар. В даний час точних оцінок співвідношення потоків короткохвильової та довгохвильової радіації, які поглинаються в океані дуже мало, але завдяки супутниковим вимірам радіаційних потоків над океанами, становище дещо покращало.

3.5 Радіаційний баланс океану

Радіаційний баланс є одним із найважливіших параметрів взаємодії океану та атмосфери. Складемо рівняння радіаційного балансу діяльної поверхні океану, яке має виразити кількість освоєваної діяльною поверхнею океану променистої енергії R , приймаючи за початкову кількість сумарну радіацію $Q + q$, падаючу на поверхню.

На підставі розглянутих потоків радіації маємо

$$Q - Q' + q - q' + B_a - B_w = R. \quad (3.16)$$

Виражаючи Q' і q' із співвідношення (3.14) та позначаючи *ефективне випромінювання* $B^* = B_a - B_w$, отримуємо з (3.16) рівняння радіаційного балансу у вигляді

$$(Q + q)(1 - \alpha) + B^* = R. \quad (3.17)$$

Таким чином, для визначення радіаційного балансу треба знати прихід сумарної радіації на поверхню океану, альbedo поверхні та ефективне довгохвильове випромінювання. У принципі, ці елементи радіаційного балансу можуть бути виміряні відповідними приладами.

На рис. 3.2 наведено обчислені зазначеним способом річні значення радіаційного балансу океанів. Дуже добре простежується зміна величини балансу за широтами з максимумом в екваторіальній зоні та мінімумами в полярних областях. Відхилення від широтного ходу спричинені аномаліями хмарності, вертикальною стратифікацією температури та вологості повітря.

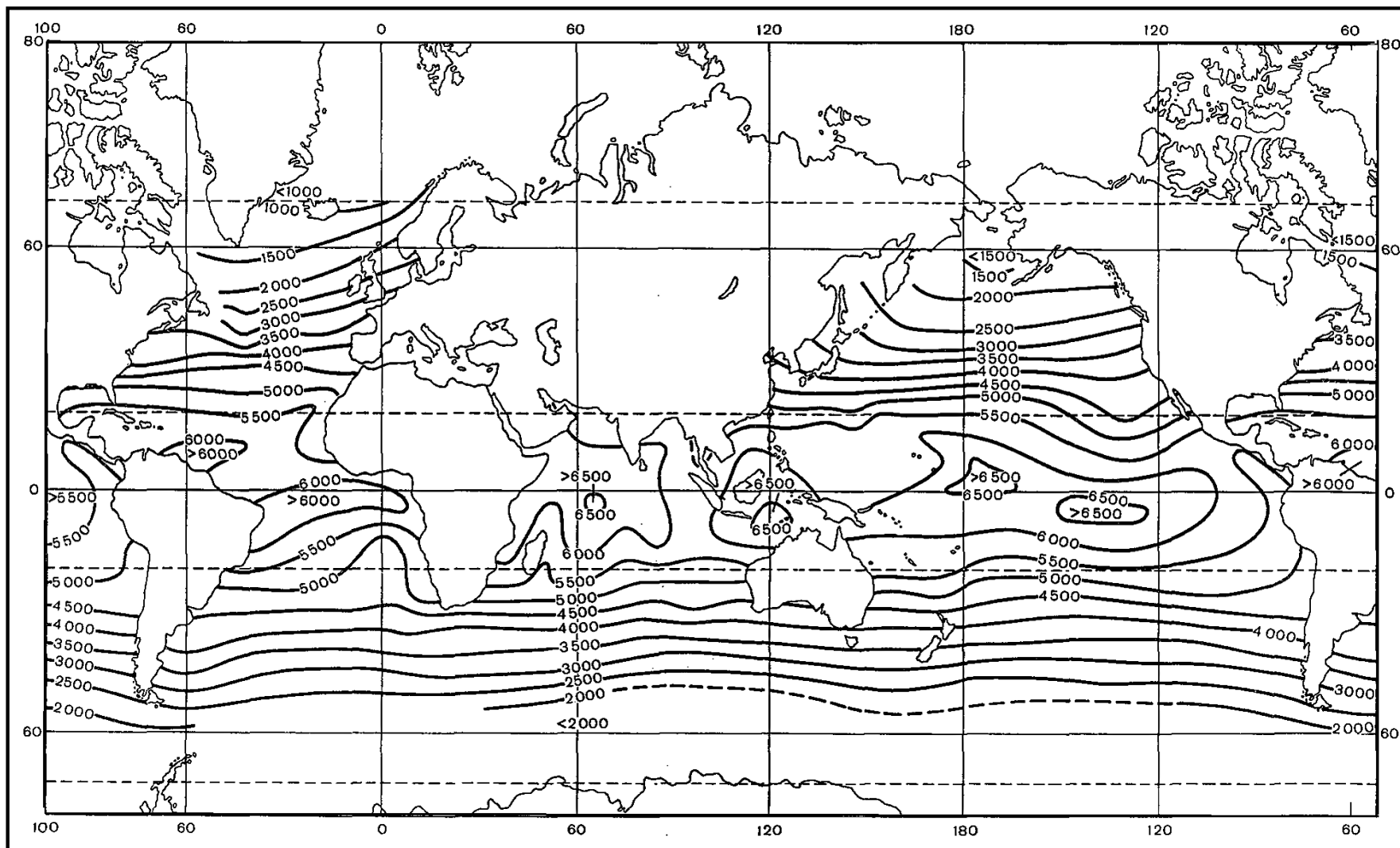


Рисунок 3.2 – Радіаційний баланс поверхні океану (МДж/(м²·рік) (по В.Т. Тимофєєву) [12]

У зв'язку із зміною сумарної радіації, хмарності, температури, вологості повітря та альbedo морської поверхні радіаційний баланс суттєво змінюється протягом року. Дані про радіаційний баланс суші та океанів у різних широтних зонах північної та південної півкуль представлені у таблиці 3.3.

Таблиця 3.3 – Середній за рік радіаційний баланс поверхні суші та океанів у різних широтних зонах (ккал/см²·рік) по М.І. Будико [10]

Широта	Океан	Суша	Земля	Широта	Океан	Суша	Земля
Північна півкуля				Південна півкуля			
60-50°	34	23	28	60-50°	107	75	99
50-40°	54	38	46	50-40°	107	69	99
40-30°	78	56	69	40-30°	93	62	87
30-20°	100	64	86	30-20°	73	55	71
20-10°	110	74	101	20-10°	53	39	53
10-0°	107	79	101	10-0°	31	26	31
Земля загалом	77	46	68				

Як видно з таблиці 3.3, радіаційний баланс океанів на одній і тій же широті більше, ніж суші (альbedo води в середньому менше, ніж суші, деяку роль грає також те, що температура поверхні води в середньому нижче за температуру поверхні суші). Крім висоти Сонця на величину радіаційного балансу та його зміну найбільш сильний вплив надає хмарність.

3.6 Питання для самоперевірки

1. Який вплив надає хмарність на потоки сонячної радіації та випромінювання земної поверхні?
2. Що таке альbedo? Як він змінюється в залежності від характеру підстильної поверхні? Як його зміна впливає на радіаційний баланс?
3. Чим відрізняється короткохвильова радіація від довгохвильової, та від яких джерел вона потрапляє до атмосфери і до океану?
4. Що таке діяльна поверхня океану? Як вона взаємодіє з надходячою до неї радіації?
5. Які складові радіаційного балансу?

4 ТЕПЛОВА ВЗАЄМОДІЯ ОКЕАНУ ТА АТМОСФЕРИ

4.1 Тепловий баланс океану та його складові

Джерелом більшості фізичних процесів, що відбуваються в атмосфері та океані, є сонячна енергія, яка безпосередньо надходить, так і в трансформованому вигляді. Щоб простежити основні потоки енергії, виділимо частину простору у вигляді вертикального стовпа від верхньої межі атмосфери до дна океану (рис. 4.1). Через бокові поверхні стовпа до нього приносяться і виносяться маси води та повітря. Тепловий стан мас повітря і води в стовпі характеризується тепловмістом, який безперервно змінюється в результаті теплообміну через верхню межу атмосфери, поверхню океану, бокові межі стовпа та через дно океану. Крім того, в товщі атмосфери та океану можуть відбуватися процеси, пов'язані з виділенням чи поглинанням тепла. Загальну схему теплообміну можна подати так.

На верхню межу атмосфери надходить потік сонячної радіації Q_0 . У світовий простір випромінюється довгохвильова радіація I_0 . Результируючий потік радіації – R_0 .

Потоки короткохвильової та довгохвильової радіації, що надходять на поверхню океану, складають результируючий потік променистої енергії – **радіаційний баланс R** .

При дотику води та повітря, які мають різні температури, між ними виникає **турбулентний теплообмін Φ** . При випаровуванні або конденсації поверхня океану відповідно втрачає або отримує тепло, кількість якого виражається добутком $\mathcal{L}E$ (\mathcal{L} – прихована теплота пароутворення, E – маса води, що випарувалася або сконденсувалася).

При фазових перетвореннях води на лід виділяється, а при таненні льоду поглинається тепло у кількості $q_M = L_K M$ – витрати тепла на танення льоду та приплив тепла кристалізації (L_K – прихована теплота кристалізації, M – маса льоду, що утворився або розтанув). Внаслідок процесів теплообміну через поверхню нагрівається або охолоджується поверхневий шар води. При перемішуванні це нагрівання або охолодження передається в глибину у вигляді **турбулентного потоку тепла B** . Через дно в океан постійно надходить потік внутрішнього тепла Землі D .

Теплообмін через бокові межі виділеного простору в атмосфері здійснюється в результаті принесення та винесення мас повітря з різним тепловмістом – **адвекція тепла A_B** , а також при перемішуванні повітря, що міститься у стовпі, та навколишнього повітря – **горизонтальний турбулентний обмін теплом Φ_B** .

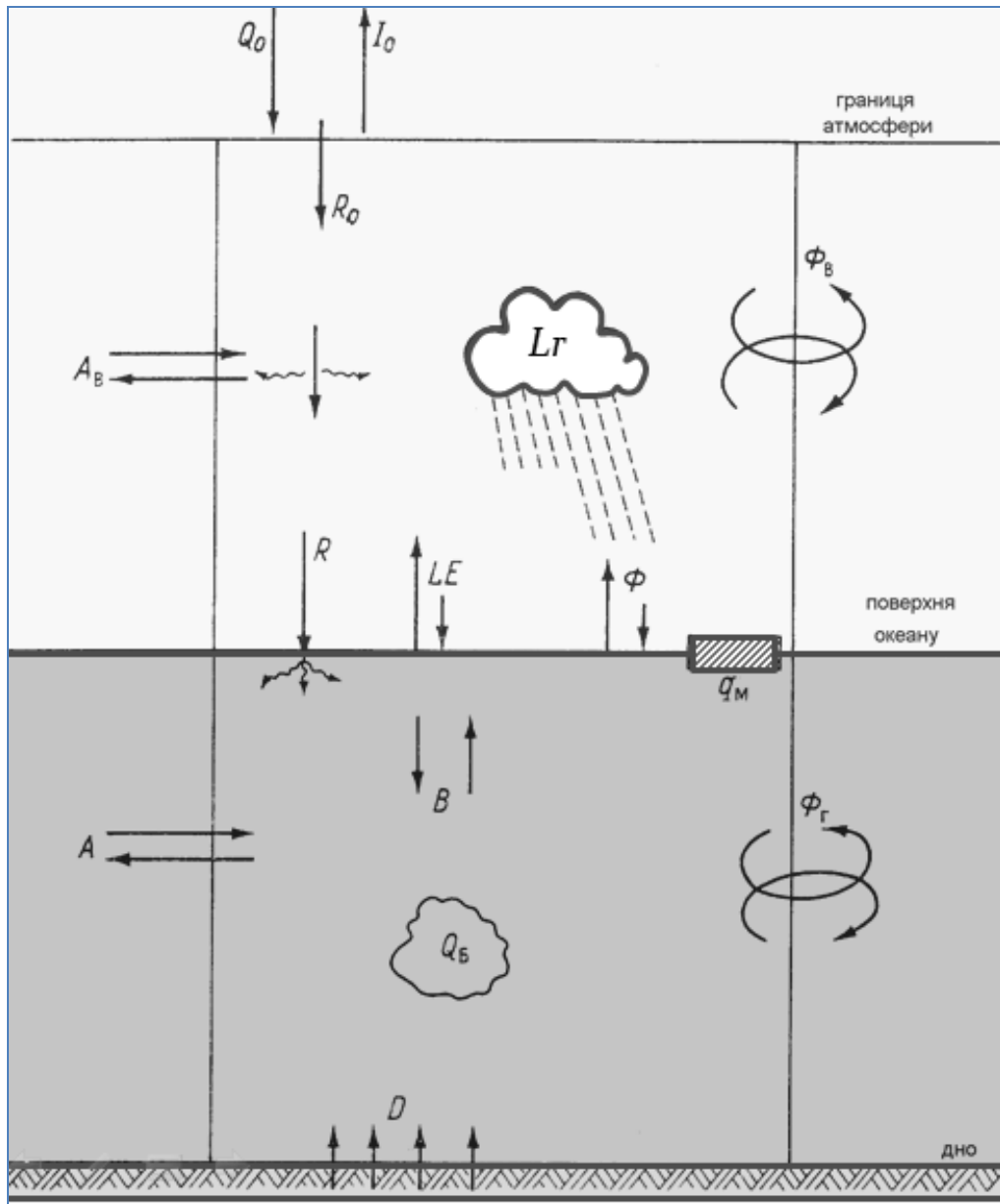


Рисунок 4.1 – Загальна схема потоків тепла [12]

В океані теплообмін через бокові межі стовпа має механізм, абсолютно аналогічний атмосферному. Це адвекція тепла течіями A та горизонтальний турбулентний обмін з навколишньою водою Φ_r . До адвекції тепла входить і тепловий ефект річкового стоку.

У атмосфері відбувається конденсація парів, при якій тепло випаровування, яке віддається океаном, передається повітрю. За аналогією зі втратою тепла під час випаровування цей прихід тепла в атмосферу визначається як добуток Lr , де r – маса води, що сконденсувалася, зазвичай приймається приблизно рівною кількості опадів, які випали.

Тепловміст усередині стовпа води певною мірою можуть змінювати – дисипація механічної енергії течій, що переходить внаслідок тертя в

тепло, а також виділення та поглинання тепла при біохімічних процесах Q_B .

З перерахованих потоків тепла не всі мають однакове значення. Деякі з них настільки малі в порівнянні з іншими, що точність сучасних вимірювань в океані не дозволяє визначити їх досить достовірно, і на практиці цими вторинними потоками тепла нехтують.

Найбільші величини має тепло променистого теплообміну. Це природно, оскільки всі інші процеси теплообміну, по суті, трансформують тепло, що надходить від Сонця – єдиного зовнішнього джерела тепла для нашої планети. Характерна величина приходу тепла на поверхню океану в результаті променистого теплообміну в середньому за рік у помірних широтах становить близько $84 \cdot 10^5$ Дж/м² на добу, зменшуючись на північ і зростаючи до екватора.

Наступними за величиною є витрати тепла на випаровування води. У помірних широтах океану загалом протягом року випаровується близько 0,3 см на добу. Приймаючи $\mathcal{L} \approx 25 \cdot 10^5$ Дж/кг і густину води $\rho \approx 10^3$ кг/м³, отримуємо характерне значення тепловіддачі при випаровуванні близько $75 \cdot 10^5$ Дж/см² на добу, що становить приблизно 90 % променистого припливу тепла.

Турбулентний теплообмін океану з атмосферою, що виникає через відмінність температур поверхні океану та повітря над ним, для помірних широт становить у середньому близько $8,5 \cdot 10^5$ Дж/м² на добу (віддається океаном в атмосферу).

Зіставлення наведених вище характерних значень потоків тепла показує, що в середньому за рік для помірних широт променистий приплив тепла врівноважений віддачею тепла при випаровуванні та турбулентному теплообміні з атмосферою. Таку рівновагу приходу та витрати тепла називають **тепловим балансом**.

З інших процесів теплообміну істотну роль у тепловому балансі океану можуть грати адвекція і тепло фазових перетворень води. Адвекція тепла (або холоду) зазвичай велика в районах, що знаходяться під впливом постійних течій. Так наприклад, в області потужної теплої течії Гольфстрім у західній частині Атлантичного океану під 1 м² поверхні океану в середньому за рік приноситься (у шарі, що бере участь у теплообміні з атмосферою) до $1250 \cdot 10^4$ Дж/м² на добу, що навіть більше, ніж надходить у цьому районі радіаційного тепла.

Тепло, пов'язане з утворенням та таненням льодів, відіграє важливу роль у тепловому балансі полярних районів океану та північних морів.

Що стосується інших процесів теплообміну, то їхня роль у тепловому балансі океану, як правило, мала, і практична необхідність враховувати їх виникає лише у спеціальних дослідженнях.

4.1.1 Рівняння теплового балансу. Променева рівновага

Кількісне співвідношення між приходом та витратою тепла у процесах теплообміну виражається *рівняннями теплового балансу*. Ці рівняння в математичній формі виражають закон збереження теплової енергії у процесах її трансформації в системі океан - атмосфера. Рівняння теплового балансу можуть бути записані для поверхні океану, для атмосфери і океану окремо чи спільно. Вигляд цих рівнянь залежить також від відрізків часу, для яких розглядаються теплові потоки.

Рівняння теплового балансу поверхні океану виражає кількісне співвідношення між потоками тепла, що перетинають одиничний майданчик. Оскільки теплові потоки мають різні напрями щодо поверхні, їхнє підсумовування виконується алгебраїчно, тобто кожному потоку надається позитивний чи негативний знак. Зазвичай додатний знак приписують потокам тепла, спрямованим в океан які підвищують його тепловміст, від'ємний – потокам тепла з океану. Щодо атмосфери знаки призначають за тим самим принципом, тобто потокам тепла, спрямованим в атмосферу, надається позитивний знак і навпаки. Таким чином, одні й ті самі потоки тепла у метеорологів та океанологів мають різні знаки.

Отже, алгебраїчна сума потоків тепла, що перетинають одиничну площу поверхні океану (без тепла льодових процесів), відповідно до схеми рис. 1 виражається рівнянням

$$R + \mathcal{L}E + \Phi + L_k M = B, \quad (4.1)$$

де B – тепловий баланс,
 R – радіаційний баланс,
 $\mathcal{L}E$ – витрати тепла на випаровування та приплив тепла конденсації
(\mathcal{L} – питома теплота випаровування, $\mathcal{L} = 25 \cdot 10^5$ Дж/кг),
 E – випаровування,
 Φ – турбулентний теплообмін при дотику води та повітря,
 $L_k M$ – витрати тепла на танення льоду та приплив тепла кристалізації
(L_k – прихована теплота кристалізації, M – маса льоду, що утворився або розтанув).

Рівняння (4.1) справедливо для будь-якого відрізка часу. У середньому протягом року кількість льоду і тепловміст Світового океану загалом не змінюються, тобто $L_k M = 0$, $B = 0$. Рівняння теплового балансу у цьому разі має вигляд

$$R + \mathcal{L}E + \Phi = 0. \quad (4.2)$$

Баланс протягом року досягається тим, що радіаційний прихід тепла в океан втрачається в атмосферу внаслідок випаровування та

турбулентного теплообміну, тобто у рівнянні (4.2) R – додатне, $\mathcal{L}E$ і Φ – від'ємні.

Складемо тепер рівняння теплового балансу для стовпа води одиничного перерізу висотою від поверхні океану до дна чи глибини h . Враховуючи лише найбільш суттєві потоки тепла, маємо

$$B + A + \Phi_{\Gamma} + D = C, \quad (4.3)$$

де C – швидкість зміни тепловмісту в стовпі води внаслідок того, що сума у лівій частині рівняння у загальному випадку не збалансована. Більш докладно, з урахуванням виразу для B (4.1), рівняння (4.3) запишеться так:

$$R + \mathcal{L}E + \Phi + L_k M + A + \Phi_{\Gamma} + D = C. \quad (4.4)$$

Рівняння (4.4) справедливо і для стовпа води, нижня межа якого може бути обрана на будь-якій глибині h . В цьому випадку D виражає турбулентний теплообмін через нижню межу стовпа з водами, що знаходяться глибше.

У середньому протягом року тепловміст стовпа води постійний, $C = 0$, та для річної суми рівняння (4.4) приймає вид

$$R + \mathcal{L}E + \Phi + A + \Phi_{\Gamma} + D = 0. \quad (4.5)$$

Якщо розглядати весь Світовий океан загалом, то внаслідок замкнутості загальної циркуляції $A = 0$, а також $\Phi_{\Gamma} = 0$, та рівняння (4.5) приймає вид

$$R + \mathcal{L}E + \Phi + D = 0. \quad (4.6)$$

У рівнянні (4.6) D додатне, отже, сума $R + \mathcal{L}E + \Phi$ від'ємна, тобто Світовий океан віддає потік тепла D в атмосферу.

Якщо взяти до уваги, що тепловий потік через дно принаймні на три порядки менше інших членів рівняння (4.6) та їх можна знехтувати, тоді рівняння (4.6) збігається з рівнянням (4.2) на поверхні океану. Це вказує на те, що океан загалом практично не має джерел тепла, крім теплообміну через поверхню.

Складемо тепер рівняння теплового балансу для вертикального стовпа атмосфери. Воно багато в чому аналогічне до рівняння для океану і має вигляд

$$R + R_0 + \mathcal{L}r + \Phi + A_B + \Phi_B = C_B, \quad (4.7)$$

де C_B – зміна тепловмісту стовпа повітря за одиницю часу. Нагадаємо, що тепер позитивні знаки треба надавати потокам тепла, спрямованим в атмосферу.

У середньому протягом року тепловміст атмосфери, як і океану, не змінюється, тобто $C_B = 0$, і рівняння (4.7) набуває вигляду

$$R + R_0 + \mathcal{L}r + \Phi + A_B + \Phi_B = 0. \quad (4.8)$$

Загалом для всієї атмосфери $A_B = 0$ (загальна циркуляція повітряних мас замкнута) та $\Phi_B = 0$, що призводить до спрощення рівняння (4.8):

$$R + R_0 + \mathcal{L}r + \Phi = 0. \quad (4.9)$$

У цьому рівнянні $\mathcal{L}r$ і Φ додатні. Отже, річний радіаційний баланс атмосфери має бути негативним.

Цей, дивний, на перший погляд факт, пояснюється просто, якщо розглянути тепловий баланс системи океан - атмосфера.

Для стовпа, розташованого між верхньою межею атмосфери і дном океану, вважаючи додатними потоки тепла, які входять до нього, рівняння теплового балансу для невеликих інтервалів часу буде

$$R_0 + \mathcal{L}(r - E) + A + A_B + \Phi_\Gamma + \Phi_B + D + L_k M = C + C_B, \quad (4.10)$$

де C_B – зміна тепловмісту стовпа повітря в одиницю часу.

У середньому багаторічному для системи загалом за рік

$$r = E, \quad A = 0, \quad A_B = 0, \quad \Phi_\Gamma = 0, \quad \Phi_B = 0, \quad C = 0, \quad C_B = 0,$$

і рівняння (4.10) набуває вигляду

$$R_0 + D = 0. \quad (4.11)$$

Це рівняння теплового балансу для земної кулі загалом, оскільки рівняння (4.10) справедливе й у системи атмосфера - суша (у нерухомій суші $A = 0$). При цьому потік тепла D має місце й у районах материків.

Рівняння (4.11) констатує, що внутрішнє тепло Землі віддається випромінюванням через верхню межу атмосфери. При цьому атмосфера та океан залишаються в середньому в тепловій рівновазі.

Якби потік тепла D був відсутній або через малість їм знехтувати, то рівняння (4.11) набуде простого вигляду

$$R_0 = Q_0 + I_0 = 0. \quad (4.12)$$

Це означає, що на верхній межі нашої планети має місце *променева рівновага*.

Тепер можна пояснити, чому радіаційний баланс атмосфери протягом року у рівнянні (4.9) від'ємний. Для атмосфери величина R від'ємна, це було очевидно. Тепер, відповідно до рівняння (4.11), та R_0 за рік виявляється від'ємним. Таким чином, внаслідок великої прозорості атмосфери значна частина радіації, що надходить на її верхню межу, проходить до поверхні Землі і поглинається океаном або сушею. Надалі це тепло атмосфера отримує в трансформованому вигляді в результаті конденсації водяної пари $\mathcal{L}r$ і теплообміну Φ . Тепловий потік Землі, що надходить в океан та атмосферу, зрештою виявляється випромінюваним у простір.

4.1.2 Турбулентний теплообмін океану з атмосферою

Поверхня океану і повітря, що стикається з нею, як правило, мають різні температури, внаслідок чого між ними відбувається теплообмін. Фізичний механізм цього теплообміну полягає в тому, що частинки повітря, які торкаються поверхні океану, нагріваються або охолоджуються в залежності від знака різниці температур води і повітря. Частинки повітря завжди знаходяться в хаотичному турбулентному русі, завдяки чому тепло відноситься ними від поверхні води або приноситься до поверхні. Оскільки в горизонтальному напрямку температури поверхні води та повітря відрізняються незрівнянно менше, ніж у вертикальному, результуючий потік тепла спрямований по вертикалі.

Через турбулентне перемішування повітря, що зумовлює перенесення тепла, ця складова балансу називається *турбулентним теплообміном* Φ . Рідше зустрічається назва "контактний" або "конвективний" теплообмін. Якщо виділити в повітрі поблизу поверхні води горизонтальну площадку, то турбулентний потік тепла її перетинатиме.

Турбулентний теплообмін Φ , розраховують за формулами, які використовують дані стандартних гідрометеорологічних спостережень. Найчастіше використовують формулу Шулейкіна - Свердрупа:

$$\Phi = -c_p a V(T_w - T_a), \quad (4.13)$$

де c_p – теплоємність повітря ($c_p = 1,01 \cdot 10^3$ Дж/(кг град);

V – швидкість вітру, м/с;

a – коефіцієнт пропорційності ($a = 2,4 \cdot 10^{-3}$ кг/м³)

T_w – температура поверхні води (в діапазоні глибин 0,5 - 1 м);

T_a – температура повітря на стандартній висоті (6 м).

Слід зауважити, що інтенсивність турбулентного обміну в атмосфері залежить не тільки від швидкості вітру, а й від шорсткості водної поверхні (хвилювання), зміни густини повітря по вертикалі та інших факторів.

Проте слід зробити деякі зауваження. Формула Шулейкіна - Свєрдрупа вважається кращою, але її навіть не можна використовувати для точних розрахунків турбулентного теплообміну в певному місці для конкретного часу внаслідок:

- невизначеності коефіцієнта a , оскільки він за фактом не є константою у різних гідрометеорологічних умовах;
- температура води береться вимірюною на стандартному горизонті (глибина 0,5-1,0 м), а не на глибині "0" (skin - шар);
- і, головне, не зрозуміла фізика передачі тепла при контактному теплообміні, тобто механізм передачі тепла не однозначний для розуміння (насправді це – контактний, турбулентний або конвективний обмін теплом між океаном і атмосферою).

4.1.3 Різниця температур "вода - повітря" як індикатор інтенсивності турбулентного теплообміну

Частка складової турбулентного теплообміну океану з атмосферою у витратній частині рівняння теплового балансу змінюється з широтою від 1-3 % у тропіках до 5-10 % у субполярних широтах, після чого її питома вага швидко знижується до невеликих та від'ємних величин, а потім вона знову стає додатною в арктичному басейні (рис. 4.2).

Інтенсивність турбулентного теплообміну визначається головним чином різницею температур між повітрям і підстильною поверхнею (водою або сушею). Майже всюди температура поверхневих вод Світового океану вища, ніж повітря. При цьому середня річна різниця між ними збільшується від 0,5-1,5° С в низьких широтах до 2-4° С і більше в помірних та приполярних областях. У високих широтах повітря охолоджується сильніше за воду. Особливо різко це проявляється на північному заході Атлантичного та Тихого океанів, де в результаті континентальності посилюється охолодження атмосфери, а вода отримує більшу кількість тепла за рахунок теплих течій Гольфстрім та Куросіо. Різниця між температурами води та повітря має добре виражений річний хід. Вона збільшується в зимовий час відповідно до сильнішого охолодження повітря (порівняно з водою) і зменшується влітку. На північному заході Атлантичного та Тихого океанів ця різниця взимку досягає 5-10° С. Причина цього – холодні вітри, що дмуть з материків. Тільки в окремих районах з обмеженою площею вода виявляється холоднішою за повітря, це головним чином екваторіальна зона північно-

західної частини Індійського океану, а також західне узбережжя Африки та Південної Америки.

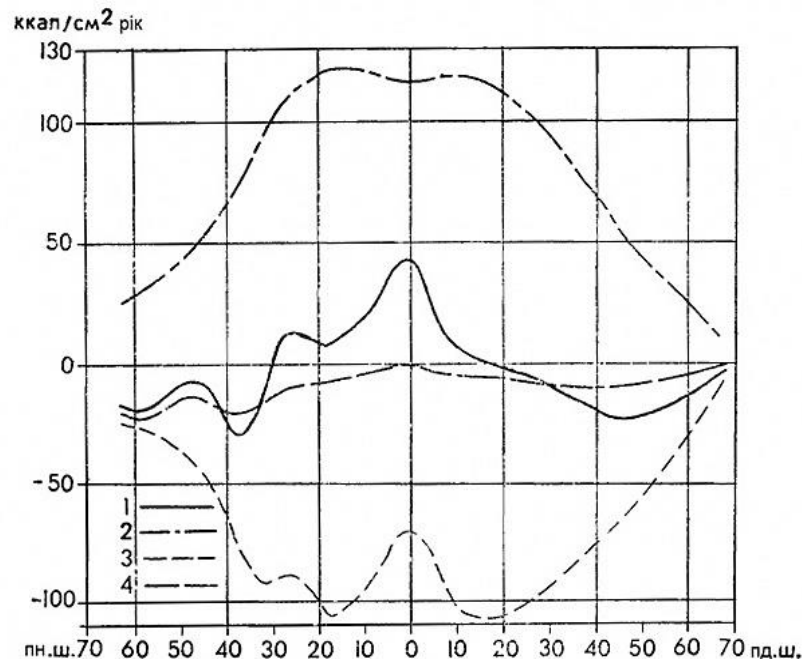


Рисунок 4.2 – Зміна середніх широтних величин теплового балансу поверхні Світового океану та його складових (ккал/см² в рік): 1 – тепловий баланс; 2 – радіаційний баланс; 3 – витрати тепла на випаровування; 4 – турбулентний теплообмін з атмосферою [1]

Відповідно до різко вираженого підвищення температури води в порівнянні з повітрям всюди (виключаючи обмежені райони) переважає від'ємний теплообмін. У всіх океанах, крім Північного Льодовитого, у процесі турбулентного обміну тепло віддається атмосфері (рис. 4.3), тоді як в арктичній області це єдина прибуткова складова бюджету тепла. Пояснення цьому слід шукати у поглинанні тепла у весняно-літній час, коли температура повітря значно вища за воду. У холодне півріччя океан ізолюється від атмосфери крижаним покривом і активне витрачання тепла відбувається тільки в ополонках. Особливо інтенсивній турбулентній тепловіддачі, яка відбувається в районах теплих течій Гольфстріму та Куросію, як було зазначено вище, сприяє те, що в зимовий час з материків Північної Америки та Азії відбувається переважне перенесення на схід холодного повітря, при якому утворюються великі контрасти температур вода - повітря.

З просуванням до східних берегів океанів повітря поступово прогрівається, різниця між його температурою та температурою води зменшується, у результаті турбулентний потік тепла зменшується. Тому, на відміну від радіаційного балансу, турбулентний теплообмін не має вираженого широтного ходу.

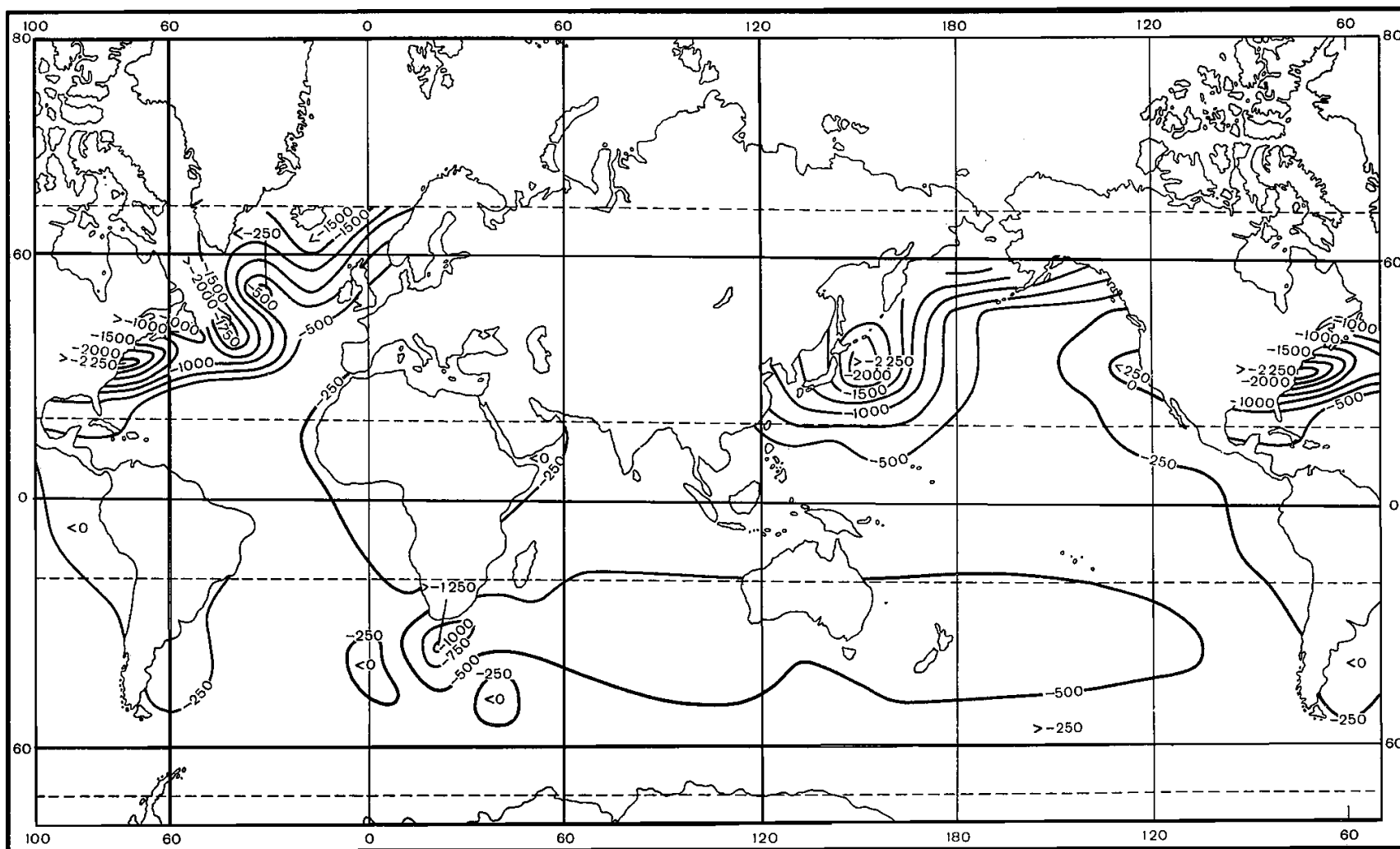


Рисунок 4.3 – Турбулентний теплообмін (МДж/(м²·рік) по В.Т. Тимофєєву [12]

4.1.4 Обмін прихованим теплом водяної пари

При випаровуванні з поверхні океану зі швидкістю E витрачається кількість тепла $\mathcal{L}E$. Це тепло йде на збільшення кінетичної енергії молекул води при переході у фазу пари. Надалі тепло передається повітрю під час конденсації пари в атмосфері.

Безпосередній вимір швидкості випаровування з поверхні океану важко, тому найчастіше його розраховують. Для побудови розрахункових формул, як і у випадку з турбулентним теплообміном, використовується та обставина, що пара, що випаровується, потрапляє в атмосферу завдяки переносу її при турбулентному перемішуванні повітря. Якщо виділити в атмосфері поблизу поверхні моря горизонтальний майданчик, то через нього буде проноситися вся маса води, що випаровується. Таким чином, фізичний механізм перенесення пари від поверхні океану аналогічний механізму перенесення тепла за турбулентного теплообміну. Тому аналогічні й формули щодо його розрахунку.

При кліматичних розрахунках випаровування з поверхні водою широко використовується формула Шулейкіна

$$E = aV(q_w - q_z), \quad (4.14)$$

де E – швидкість випаровування, м/с;

V – швидкість вітру, м/с;

a – коефіцієнт пропорційності ($a = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ кг/м}^3$);

q_w – питома вологість повітря біля поверхні води, береться рівної вологості насичення при температурі поверхні моря (на глибині 0,5-1 м), кг/кг;

q_z – питома вологість повітря на висоті 6 м, кг/кг.

Часто вологість повітря виражається пружністю пари e , яка пов'язана з питомою вологістю формулою

$$q = 0,622 \frac{e}{p}, \quad (4.15)$$

де p – атмосферний тиск.

У середньому річні значення випаровування зменшуються від екватора до полярних областей (рис. 4.4). Це зумовлено загальним зниженням температури води та повітря до полюсів та відповідним зменшенням вологості та її вертикального градієнта. Морські течії та атмосферна циркуляція порушують широтний розподіл випаровування. Так, у районах теплих течій Гольфстрім та Куросіо випаровування підвищене через ті ж умови, що призводять до зростання турбулентного теплообміну. Велика маса повітря випаровується з океанів в області пасатів, через сухість повітря та посилення швидкості вітру в цих районах.

У приекваторіальних районах випаровування зменшується через переважання протягом року екваторіальних повітряних мас із підвищеним вмістом вологи та малими швидкостями вітру. Різко зменшується випаровування в районах холодних течій та над поверхнею океану покритою льодом.

4.1.5 Потоки явного тепла. Співвідношення Боуена

Для оцінки явних потоків явного тепла використовують відношення Боуена, яке дозволяє обчислити один потік за іншим потоком [13]

$$Bo = \frac{\Phi}{\mathcal{L} E}. \quad (4.16)$$

Величина Bo не постійна, і змінюється залежно від стратифікації. При нестійкій стратифікації $Bo > 0$ та порівняно повільно зростає зі збільшенням перепаду температур. При стійкій стратифікації $Bo < 0$ і змінюється набагато швидше, ніж у першому випадку.

Також, Bo можна вирахувати за формулою

$$Bo = \frac{c_p}{\mathcal{L}} \frac{t_z - t_w}{q_z - q_w}, \quad (4.17)$$

де c_p – питома теплоємність повітря при постійному тиску,
 t_z – температура повітря на висоті z ,
 t_w – температура води,
 q_w – питома вологість (кг/кг) біля поверхні води, що приймається рівною вологості насичення при температурі поверхні,
 q_z – питома вологість на стандартній висоті вимірювань (близько 6-10 м).

Для суші випаровування зазвичай мало, отже, велике Bo . Для умов океану змінюється від 0,1 поблизу екватора до 1,0 в помірних широтах. Середні значення Bo , опубліковані Свердрупом, змінюються приблизно від 0,1 у низьких широтах до 0,45 на 70° пн. ш. і 0,23 на 70° пд.ш. Під час вторгнень холодного повітря значення Bo можуть стати дуже великими. Так, наприклад, коли над Японським морем $t_w - t_z$ перевищує 10° С величина Bo дорівнює 2,3. Сезонні зміни Bo «значні». Як правило, взимку ця величина позитивна, а влітку близька до нуля або має невеликі негативні значення. Гордон вивчав зміни Bo в залежності від термічної стійкості атмосферного граничного шару.

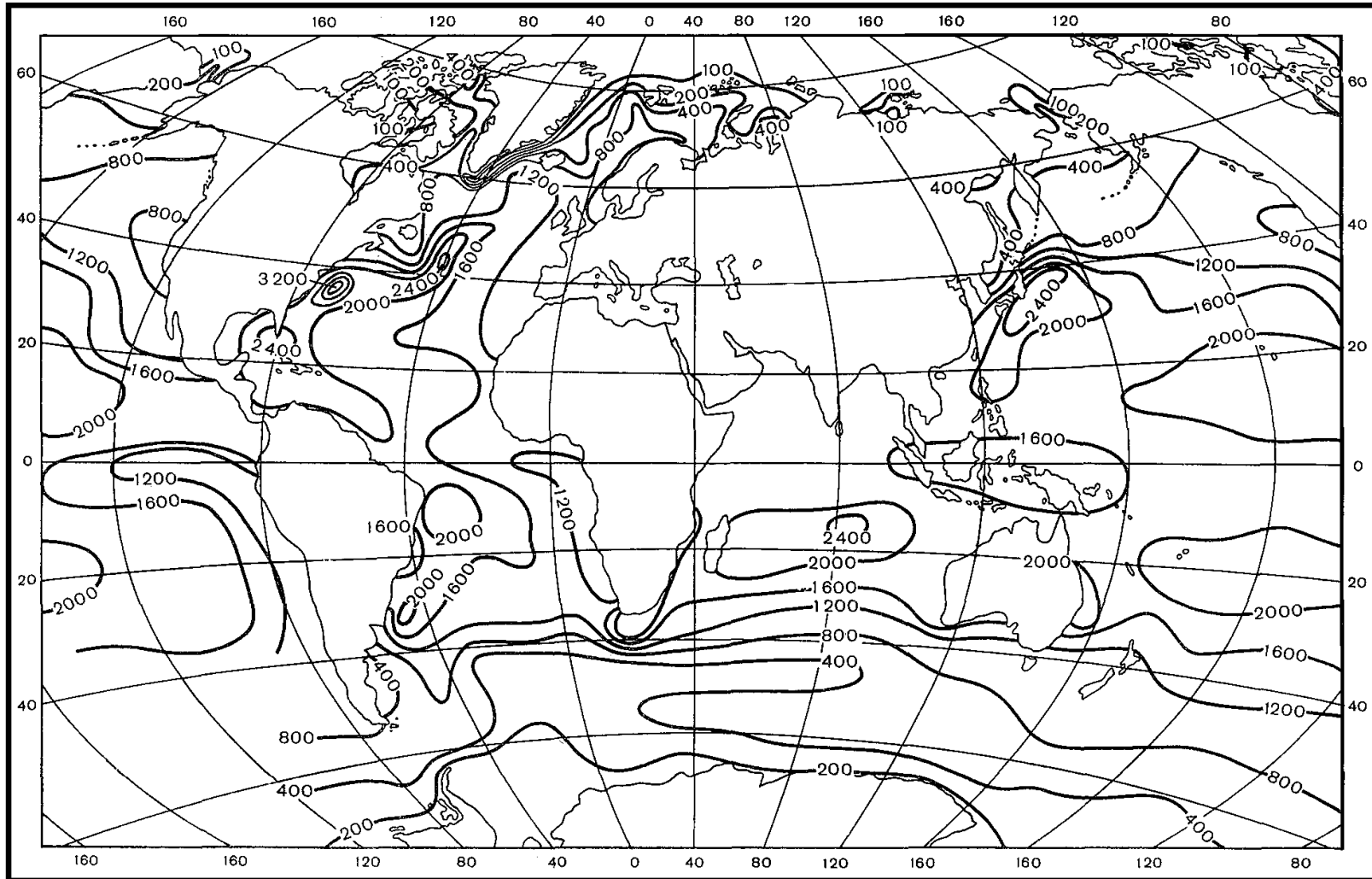


Рисунок 4.4 – Річне випаровування (мм) [12]

Метеорологи з багатьох причин часто піддавали сумніву формулу Боуена. По-перше, при її виведенні користувалися припущенням, що коефіцієнти турбулентного обміну для потоків явного і прихованого тепла рівні між собою. По-друге, в океані значення $t_w - t_z$ нерідко мають той самий порядок, що й помилки вимірювань температури і абсолютної вологості. Далі, в рівнянні (4.17) не враховується ефект водяних бризок і обмін променистим теплом у ламінарному шарі, що межує з морською поверхнею. Хоча нібито було загальновизнано, що у формуванні клімату ці процеси не відіграють важливої ролі, є деякі сучасні докази, що вони можуть впливати на процеси синоптичного масштабу. Багато робіт показують, що у випадку, коли поблизу поверхні є дуже різкий градієнт температури, радіаційні процеси стають значними, особливо явно це фіксується при утворенні адвективних туманів. Окуда і Хайамі висловили припущення, що при швидкостях вітру, що перевищують 15 м/с, випаровування морських бризок вносить суттєвий внесок у потоки прихованого тепла.

4.1.6 Тепло льодових процесів

Фазові переходи води в лід і назад відбуваються за практично постійної температури кристалізації і в той же час пов'язані з виділенням або поглинанням тепла. Так, під час утворення льоду виділяється тепло кристалізації $L_k = 334 \cdot 10^3$ Дж/кг. Це тепло, слідуючи за напрямом градієнта температури, йде через кригу в атмосферу. Таким чином, при наростанні льоду море "заощаджує" тепло, що віддається молекулами води при фазовому переході. Цей потік тепла ми можемо вважати приходом у море як би від деякого джерела та обчислити його за формулою

$$L_k M = L_k h_l \rho_l, \quad (4.18)$$

де h_l – товщина льоду, м;

M – маса шматка льоду, кг;

ρ_l – густина льоду, кг/м³ (зазвичай беруть $0,9 \cdot 10^3$ кг/м³).

Під час танення льоду при нагріванні моря спостерігається зворотний процес. Поки вся крига не розтане, температура моря не почне підвищуватися. Таким чином, тепло, що надходить через поверхню і йде на фазовий перехід льоду у воду, для моря виявляється втраченим і його відносять до витратної частини балансу.

Очевидно, що загалом за рік економія тепла морем при утворенні льоду та витрата на його танення – рівні і не порушують теплового балансу. Однак так відбувається тільки в тому випадку, якщо весь лід, що утворився, тане в тому ж місці. Насправді льоди переміщуються течіями та

вітром, і далеко не завжди тануть у місці їхнього утворення. Якщо лід хоча б частково виноситься з моря або району, що розглядається, то кількість льоду, що тоне, виявляється менше, що утворилося за зиму і в тепловому балансі за рік з'являється додатковий прихід тепла. Навпаки, якщо до початку танення в морі приноситься додаткова кількість льоду, це створює додаткову витрату тепла.

4.1.7 Адвекція тепла течіями

Оскільки ми розглядаємо тепловий баланс для вертикального стовпа простору, жорстко пов'язаного з дном, потрібно враховувати течію, що безперервно переносить воду через цей простір. Якщо тепловміст води розподіляється нерівномірно по горизонталі (на це вказує відмінний від нуля горизонтальний градієнт температури), то течія викликає в розглянутому вертикальному стовпі простору зміну тепловмісту, яку називають *адвективним приходом* або *витратою тепла*, відносячи його до одиниці площі поверхні.

Практичний розрахунок адвекції тепла можна виконати за такими простими формулами. Нехай висота стовпа, у якому відбувається адвекція тепла, буде h , горизонтальні розміри l – у напрямку течії та b – поперек нього, середня по глибині швидкість течії дорівнює \bar{u} , середня температура на вхідному перерізі \bar{T}_1 та на вихідному \bar{T}_2 . Густина та теплоємність води приймемо постійними та рівними ρ і c . Маса води, що вноситься та виноситься течією, дорівнює $u \times h \times b \times \rho$. Кількість тепла, що вноситься через вхідний переріз, дорівнює $\bar{u} \times h \times b \times \rho \times c \times \bar{T}_1$, що виноситься через протилежний переріз – відповідно $\bar{u} \times h \times b \times \rho \times c \times \bar{T}_2$. Різниця цих кількостей, віднесена до площі перерізу стовпа lb , і є адвекція тепла у шарі h під одиницею площі поверхні

$$A = \bar{u} h \rho c \frac{\bar{T}_1 - \bar{T}_2}{l}. \quad (4.19)$$

Товщину шару h раціонально вибирати такою, щоб глибший за неї вплив процесів теплообміну через поверхню океану на зміни температури практично не мав значення.

На практиці формулу (4.19) можна використовувати лише в окремих випадках, оскільки зазвичай спостереження за швидкостями течії недостатні для надійного визначення A . Тому адвекція тепла є в даний час найбільш складною складовою теплового балансу океану. Для її оцінки користуються так званим «замиканням» рівняння теплового балансу (4.5). При відомих за рік величинах R , $\mathcal{L}E$, Φ з цього рівняння одержують річну

адвекцію. У той же час, слід зазначити, що отримуючи таким чином величину A за рік, ми не маємо уявлення про її річний хід.

На рис. 4.5 наведені обчислені значення сумарного теплообміну океану з атмосферою, які можна інтерпретувати як інтегральну по всій товщині адвекцію тепла.

У тих областях, де сумарний потік енергії додатний, океан отримує зверху тепло, яке несуть течії. В областях з переважанням витрати тепла в атмосферу відбувається компенсація тепловтрат адвективним припливом тепла. Сонячне тепло акумулюється в екваторіальних водах Світового океану, які розносяться системою постійних течій до середніх і навіть високих широт (Гольфстрім, Куросіо).

У південній півкулі через меншу площу суші та слабші меридіональні переміщення води такої потужної адвекції тепла, як у північній півкулі, не відзначається. Адвекція тепла найбільш потужними Бразильським та Ангольським течіями відбувається у вузькій смузі та не призводить до суттєвої зміни теплообміну з атмосферою.

На закінчення слід зазначити, що маючи сучасні супутникові методи спостережень у різних діапазонах довжин хвиль, можна досить ефективно у реальному часі стежити за інтенсивністю адвективних процесів у верхньому (діяльному¹) шарі океану. Таким чином, дистанційне зондування океану відкриває величезні перспективи для встановлення діагнозу та прогнозу погодно-кліматичних умов..

4.2 Вплив теплової взаємодії океану та атмосфери на розподіл температури вод Світового океану

4.2.1 Формування вертикального профілю температури Світового океану

Зовнішнім проявом теплообміну між океаном та атмосферою є температура води біля поверхні океану та зміна її з глибиною, а також температура повітря на рівні моря та у різних шарах атмосфери. У свою чергу, ці гідрометеорологічні елементи є факторами, які, якщо виникли, надалі своїм існуванням підтримують стан або сприяють зміні інтенсивності та спрямованості процесів взаємодії океану та атмосфери. Ці процеси визначаються насамперед радіаційним балансом, а також нерадіаційним приходо-витратою та перерозподілом теплової енергії. Вони залежать від властивостей атмосфери і гідросфери, що стикаються, і особливо помітні в прикордонних шарах океану і повітря.

¹ Діяльний шар океану - це шар, в межах якого простежуються сезонні зміни температури, солоності та густини

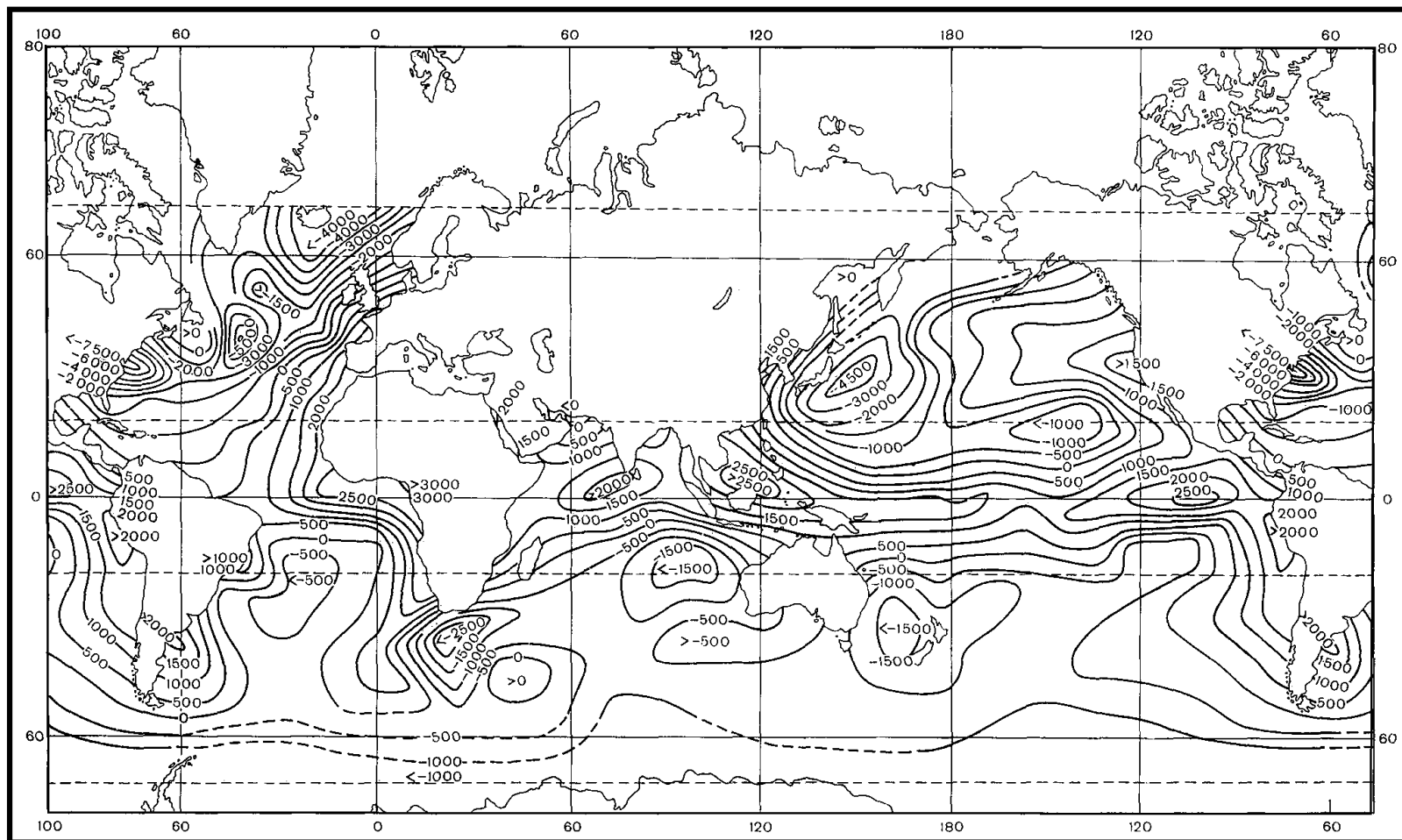


Рисунок 4.5 – Теплообмін між океаном та атмосферою (в МДж/(м²·год)) [12]

Звідси випливає, що, наприклад, формування температури поверхні океану (ТПО) є надзвичайно складним механізмом, оскільки воно тісно пов'язане з цілою низкою параметрів, серед яких найбільш істотне значення належить добовим і сезонним змінам сумарної сонячної радіації. Поглинання короткохвильової радіації поверхневим шаром води дуже впливає на розподіл температури по глибині. Про це свідчать дані, одержані С.Г. Богуславським (табл. 4.1):

Таблиця 4.1 – Поглинання короткохвильової радіації поверхневим шаром води [2]

Глибина, м	1	5	10	25
Внесок поглинання, %	90	50	25	11

Довгохвильове випромінювання, а також тепловіддача в результаті турбулентного теплообміну з атмосферою та процеси випаровування та конденсації впливають на температуру дуже тонкого приповерхневого шару води. В умовах спокійного моря і в тих випадках, коли вода тепліша за повітря (а це спостерігається досить часто), потік тепла у верхньому шарі спрямований вгору, що обумовлює вихолодження приповерхневого шару води з мінімумом температури на кордоні вода - повітря (рис. 4.6).

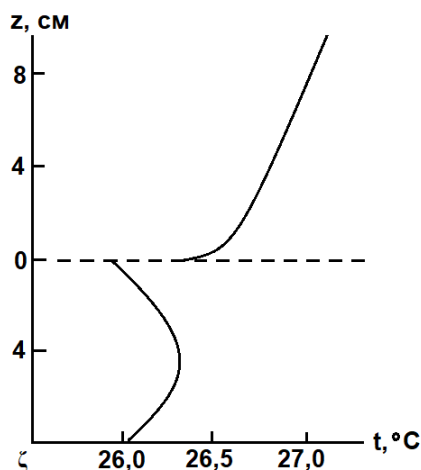


Рисунок 4.6 – Типовий розподіл температури поблизу поверхні моря (океану) за Роллем [2]

Охолодження водної поверхні внаслідок випаровування тісно пов'язане зі швидкістю вітру, досягаючи, наприклад, 0,2-0,4° С при швидкості вітру 3-4 м/с. Особливо помітні зниження температури поверхневого шару води через випаровування відзначаються, коли

температура повітря вище або дорівнює температурі поверхневого шару води. За рахунок цих процесів у приповерхневому та інших глибших шарах води виникає нестійка стратифікація, яка, у свою чергу, викликає конвективне перемішування, що впливає на формування температури поверхневого шару води.

В умовах схвильованої поверхні моря теж відбувається розпад охолодженого поверхневого шару води, що в момент руйнування хвилі переміщується з теплішими нижчими шарами води. В результаті на поверхні води з'являється найвища температура, яка через деякий час знижується у зв'язку з відновленням холодного приповерхневого шару.

Загалом температура води від поверхні до дна Світового океану безупинно знижується. Характер зміни температури води із глибиною залежить від географічної широти. Так, в екваторіальних та тропічних широтах, де поверхневі шари, товщиною приблизно до 100 м, сильно прогріті, температура води з глибиною знижується порівняно швидко. У помірних та приполярних областях падіння температури води з глибиною незначне. Однак у полярній зоні Світового океану спостерігаються деякі відступи від цих закономірностей, а саме, у шарі до глибини 100 м температура води знижується, потім зростає, досягаючи максимуму на глибинах приблизно 200-600 м (що пояснюється адвекцією теплої, але більш солоної (щільної) води підводними течіями), а потім безперервно знижується до дна. Помітні зміни температури води відбуваються лише до глибин 1000-1500 м, нижче вони незначні.

Враховуючи вертикальне розподілення температури води з глибиною між 50° пн.ш. і 45° пд.ш., а також деякі інші процеси, подібні до тих, які відзначаються в атмосфері, товщу води можна розділити на два шари. Перший з них верхній, теплий, глибиною в середньому до 500 м. Другий – потужний і холодний, що розповсюджується до дна. Ці шари називають «океанічною тропосферою» та «океанічною стратосферою» відповідно.

Підсумовуючи роль розглянутих вище процесів і беручи до уваги тісні зв'язки між зміною тепловмісту 100-метрового поверхневого шару води і температурою водної поверхні, в якому вже в опосередкованому вигляді також проявляється роль короткохвильової радіації, стає очевидним, що розподіл температури поверхні Світового океану залежить в дуже великій мірі від географічної широти. Цей розподіл через велику теплоємність води та турбулентного перемішування характеризується суттєвими особливостями, які можуть мати важливе значення для процесів теплообміну з атмосферою через поверхню океану, а також режиму температури повітря в морській атмосфері.

Крім того, на розподіл температури поверхні Світового океану впливають і такі морські фактори як турбулентне перемішування, що викликається хвилюванням, постійними та приливними течіями, а також

виділенням тепла при хімічних реакціях води. Крім чисто морських факторів, розподіл температури поверхні океану залежить ще від зовнішніх причин, до яких відносяться: тепловіддача за рахунок атмосферних опадів (особливо помітні втрати тепла при таненні твердих опадів), приплив тепла від річкового стоку (значного лише в прибережних районах), теплообмін дном океану і, нарешті, повітряні течії, зокрема згінні вітри, що зумовлюють вихід на поверхню холодних глибинних вод (апвеллінги).

Цікавою особливістю є те, що в тих самих широтних зонах середньорічні ТПО в північній півкулі вище, ніж у південній. Причина полягає у розподілі материків, основна маса яких зосереджена у північній півкулі. Крім того, у південній півкулі хмарність більша в порівнянні з північною, що також помітно впливає на зниження ТПО.

4.2.2 Приповерхнева інверсія температури води в океані

Однією з особливостей розподілу температури у верхньому шарі океану, що відбувається через специфіку взаємодії атмосфери і океану, є інверсія температури, що часто спостерігається біля самої поверхні або в так званому поверхневому мікрошарі океану або skin-шарі. Вона обумовлена тим, що значна частка короткохвильової радіації проникає у товщу води не компенсуючи такий поверхневий процес, як випаровування. Якщо до того ж атмосферний турбулентний потік тепла спрямований в атмосферу, то разом із практично постійним від'ємним ефективним випромінюванням на поверхні океану створюється потужний стік тепла, який лише частково компенсується короткохвильовою радіацією, поглиненою тонким поверхневим шаром. Решта відтоку тепла в атмосферу компенсується потоком тепла до поверхні з глибших шарів. Якщо теплообмін здійснюється за допомогою теплопровідності, то має місце зниження температури до поверхні океану, в напрямку якої передається тепло. Оскільки інтенсивність теплопровідності та градієнт температури взаємопов'язані, найбільших значень інверсії досягають при спокійному морі, коли теплопровідність мала.

Товщина інверсійного шару зазвичай не перевищує кількох сантиметрів, чому він часто називається холодною плівкою.

Перепад температури між поверхневим шаром і нижчими шарами становить $0,4-2^{\circ}\text{C}$, але в окремих випадках різниця температур може досягати $5-6^{\circ}\text{C}$ і більше градусів (рис. 4.7). Спостереження показують, що холодна плівка не зникає навіть при значному вітрі. Це пояснюється тим, що густина skin-шару менше густини нижчого шару води. Причому саме завдяки її низькій температурі, адже в тонких шарах води, що знаходяться на межі фаз, тенденція зміни густини від температури зворотна – чим

нижча температура, тим менша густина. Крім цього поверхневий мікрошар має нижчу солоність, ніж обсяги води під ним та більшу газонасиченість. Причиною виникнення легкого холодного мікрошару є незбалансованість приходу та витрати тепла у цьому шарі при досягненні променистої рівноваги. У середньому він отримує лише 20 % променистого тепла Сонця, що надходить на поверхню, а віддає всі 100 % власного випромінювання океану. Та найголовніше, що обмін у поверхневому мікрошарі та на кордоні океан - атмосфера визначається молекулярними процесами. Вище і нижче цього шару, тобто і в океані та в атмосфері, швидкість обмінних процесів зростає у сотні та тисячі разів. Тобто при наближенні до поверхні океану всі процеси згасають, швидкість їх зменшується і в самому шарі на межі фаз обмін теплом відбувається на молекулярному рівні, тобто дуже повільно. Це звичайно гальмує процеси вирівнювання властивостей океану та атмосфери. Крім цього, згідно із законом Стефана - Больцмана, холодна плівка випромінює тепла набагато менше, ніж, якби вона мала ту ж температуру, яку має вода, що знаходиться трохи нижче, і саме цим значно зменшується тепловіддача океану в атмосфері.

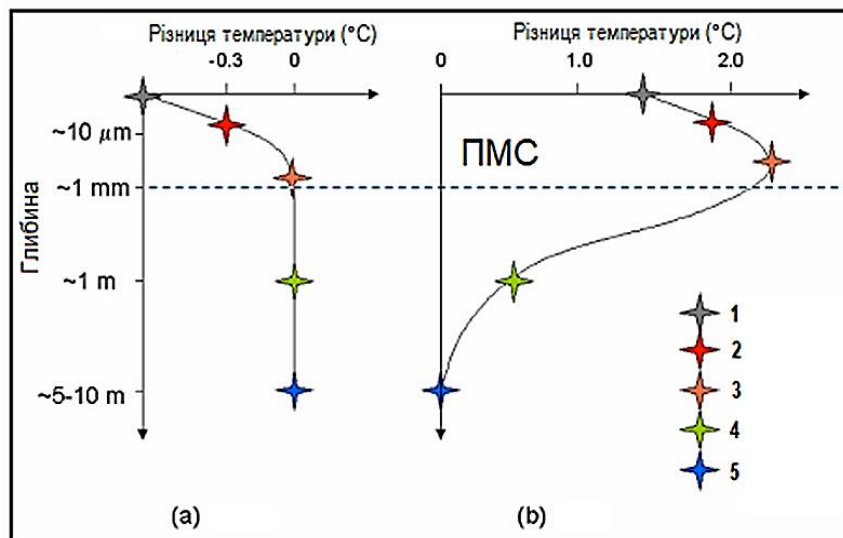


Рисунок 4.7 – Схема, що показує ідеалізовані вертикальні відхилення температури (°C) від температури нижньої межі поверхневого шару океану (в якому присутні добові коливання температури) в нічний час (а) і в денний час (б): 1 – теоретична температура на точній межі розділу повітря - море, 2 – температура всередині дифузійного підшару, 3 – температура в основі ламінарного підшару, 4 – температура *in situ*, виміряна під ламінарним підшаром, 5 – температура водної товщі, в якій відсутня добова мінливість [14]

Таким чином, можна говорити про *тепозберігаючу* та *терморегулюючу* функції skin-шару. При сильному вітрі, починаючи з моменту руйнування хвиль у місцях розриву, поверхневого мікрошару, виникає піна, яка в принципі виконує ті ж функції утеплювача для океану. Під час шторму, коли skin-шар існує розривними плямами, у повітря зриваються піна, аерозоль, краплі води, які створюють нібито екран для довгохвильового випромінювання з поверхні океану, і вся випромінювана енергія повертається назад в океан, частково поглинаючись і розсіюючись. Що стосується стану моря при від'ємних температурах, тобто коли утворюється лід, який має практично ті ж характеристики, що і skin-шар (опріснений, структурований, тобто легший), та виконує ті ж функції – зменшує теплообмін між океаном та атмосферою до молекулярного рівня, практично припиняючи випаровування.

4.2.3 Термічний режим діяльного шару

У діяльному шарі океану річні коливання температури поступово згасають від поверхні до його нижньої межі. Загальні закономірності вертикального профілю температури та його змін можуть бути представлені в аналітичній формі на основі рішення рівняння теплопровідності

$$\frac{\partial T}{\partial t} + w \frac{\partial T}{\partial z} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (4.20)$$

де $k = \frac{\Lambda}{c\rho}$, c – теплоємність, ρ – густина, Λ – коефіцієнт турбулентної теплопровідності.

У найбільш простій формі, яка хоча і грубо але описує процес поширення тепла, це рівняння представляється в тому випадку, коли в ньому зміна температури виражається тільки вертикальною турбулентністю з постійною теплопровідністю.

Рішення такого рівняння при періодичній зміні температури поверхні має вигляд

$$T(z, t) = \bar{T}_0 + A_0 e^{-z \sqrt{\frac{\pi}{k\Delta t}}} \cos\left(2\pi \frac{t}{\Delta t} - z \sqrt{\frac{\pi}{k\Delta t}}\right), \quad (4.21)$$

де \bar{T}_0 – середня річна температура поверхні океану;
 A_0 – амплітуда річних коливань температури поверхні океану;
 Δt – період коливань температури води.

Формула (4.21) дозволяє теоретично оцінити товщину діяльного шару для заданого згасання амплітуди річного ходу температури. Нехай це згасання дорівнює $A_0/A_z = n$. Тоді глибина, до якій воно досягається буде

$$z \approx \frac{\ln n}{\sqrt{\frac{\pi}{k\Delta t}}} \quad (4.22)$$

Якщо прийняти, що річний хід температури з амплітудою менше $0,2^\circ \text{C}$ вже важко розрізнити серед змін, створюваних коливаннями течій, впливом вод, що лежать глибше, та іншими причинами, то, вважаючи у формулі (4.22) $n = \frac{4,25}{0,2} = 21,2$, отримуємо для середньої величини коефіцієнта та, $k = 4,0 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$ оцінку глибини діяльного шару близько 600 м. Насправді дані спостережень показують, що річна амплітуда $0,2^\circ \text{C}$ досягається вже на глибині 300-400 м. Це є наслідком того, що завдяки стійкості у верхніх шарах більшу частину року значення k залишаються нижчими за середні річні.

Наступна важлива закономірність річного ходу температури діяльного шару у тому, що моменти наступу аналогічних характерних значень температури з глибиною запізнюються (другий закон Фур'є).

Нарешті, ще одна важлива закономірність (третій закон Фур'є) у тому, що глибина, до якої поширюються періодичні зміни температури, пропорційна періоду коливань.

Хоча розглянута спрощена теорія річного ходу температури в діяльному шарі океану чітко визначає основні риси цього процесу, але, як показали спостереження, реальна картина поширення тепла складніша. Зазвичай з глибиною запізнюється тільки літній максимум температури, мінімум же спостерігається майже одночасно по всій товщі діяльного шару. Це пояснюється тим, що при зменшенні стійкості шарів у період охолодження океану зростає інтенсивність турбулентного перемішування і навіть може виникнути вільна конвекція. В результаті діяльний шар охолоджується набагато швидше, ніж нагрівається. При цьому інтенсивне охолодження захоплює більшу частину товщі води, ніж нагрівання, тому мінімальні температури майже однакові по всій товщині діяльного шару.

У період нагрівання океану стійкість шарів зростає, і перемішування утруднене, завдяки чому нагрівання зосереджується в основному у поверхневому шарі. Оскільки поверхневий шар до того ж безперервно перемішується дією вітру майже до однорідності, він виявляється відокремленим від глибше лежачої води сезонним *термокліном* – шаром, у якому вертикальні градієнти температури вище у порівнянні з градієнтами вищерозташованих і нижчерозташованих шарів (рис. 4.8). На початку періоду охолодження сезонний термоклін зникає.

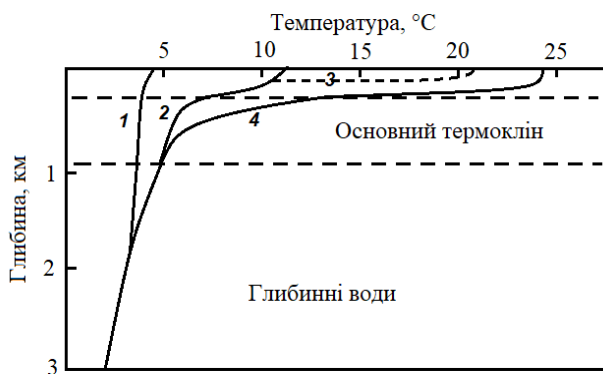


Рисунок 4.8 – Розподіл температури води: 1 – полярні води, 2 – помірні води, 3 – сезонний термоклін, 4 – тропічні води

Глибина положення термокліну залежить від співвідношення швидкості приходу тепла на поверхню океану, що збільшує стійкість густинної стратифікації, і інтенсивності турбулентного перемішування, що прагне її зменшити. При умовах, які зазвичай спостерігаються в літню пору в помірних широтах сезонний термоклін в морях розташовується в середньому, близько глибини 20-30 м; він поглиблюється або навіть розсіюється після штормів і піднімається ближче до поверхні у штильову погоду. В океані сезонний термоклін у тих же широтах розташований глибше 50-100 м.

4.3 Процеси конвекції в атмосфері та океані

4.3.1 Вільна (термічна) та вимушена конвекція в атмосфері

Конвективні вертикальні рухи в атмосфері виникають в результаті дії сили плавучості, коли деякі об'єми повітря стають з будь-яких причин теплішими за навколишнє середовище. Доки зберігається така різниця температур, тепліші повітряні частинки піднімаються з прискоренням, яке називають *прискоренням конвекції*. Поблизу рівня вирівнювання температур (зазвичай трохи вище за нього), який називають *рівнем конвекції*, вертикальне переміщення повітряних частинок зупиняється.

Конвективні рухи призводять до перемішування повітря в шарі, внаслідок чого в ньому встановлюється стратифікація, близька до адіабатичної. Інтенсивність конвективних рухів визначається вихідною (до розвитку конвекції) температурною стратифікацією атмосфери, ступенем «перегріву» повітряних частинок, що беруть участь у конвективних рухах, структурою повітряних течій, яка може перешкоджати чи сприяти розвитку конвекції.

Найчастіше розвиток конвекції починається безпосередньо від підстильної поверхні, коли вона виникає при встановленні сухонестійкої або сухобайдужої температурної стратифікації в прикордонному шарі². Таку конвекцію зазвичай називають *термічною*.

Трапляються випадки, коли шар з нестійкою температурною стратифікацією знаходиться на деякій висоті від підстильної поверхні. Тоді розвиток конвекції починається із нижньої межі цього шару. При цьому розрізняють *вільну конвекцію*, яка виникає при сухонестійкій температурній стратифікації шару, і *вимушену конвекцію*, що виникає при його вологій нестійкій стратифікації. Вимушена конвекція виникає в умовах попереднього підняття ненасиченого водяною парою шару повітря в системі упорядкованих вертикальних рухів, що забезпечує досягнення рівня конденсації та встановлення вологонестійкої або вологобайдужої стратифікації в цьому шарі.

Дати оцінку швидкості конвективних вертикальних рухів w_K можна на основі *адіабатичної моделі конвекції*, яка описує перетворення енергії нестійкості E на кінетичну енергію [15]. Вихідними даними у цьому разі є результати вертикального зондування атмосфери.

При переході всієї енергії нестійкості в кінетичну енергію висхідних конвективних рухів у шарі від рівня z_0 до висоти z можна записати, що

$$w_{Kz} = \sqrt{w_{Kz_0}^2 + 2E}. \quad (4.23)$$

Нагадаємо, що під *енергією нестійкості* розуміється кількість енергії, що звільняється при переміщенні одиниці маси повітря з рівня z_0 з тиском p_0 до рівня z з тиском p_z при нестійкому стані атмосфери. Таким чином, зміна енергії нестійкості описується виразом

$$dE = g \frac{T_i - T_e}{T_e} dz. \quad (4.24)$$

Підставимо з рівняння статики величину dz і проінтегруємо, тоді отримаємо

$$E = -R \int_{p_{z_0}}^{p_z} (T_i - T_e) d \ln p, \quad (4.25)$$

де T_i – температура повітряної частки, що бере участь у конвективному русі, T_e – Температура оточуючого повітря.

² Стратифікація атмосфери при: $\gamma > \gamma_a = 1^\circ \text{C}$ – сухонестійка, $\gamma = \gamma_a$ – сухобайдужа, $\gamma < \gamma_a$ – сухостійка; $\gamma > \gamma'_a$ – вологонестійка, $\gamma = \gamma'_a$ – вологобайдужа, $\gamma < \gamma'_a$ – вологостійка; $\gamma > \gamma_a > \gamma'_a$ – абсолютно нестійка, $\gamma_a > \gamma > \gamma'_a$ – умовно стійка, $\gamma < \gamma'_a < \gamma_a$ – абсолютно стійка.

Інтенсивність розвитку конвективних вертикальних рухів визначається переважно стратифікацією температури. Зміни стратифікації у прикордонному шарі над сушею залежать головним чином змін температури повітря біля земної поверхні. Тому максимум розвитку *термічної конвекції* над сушею відзначається в річному ході влітку, а в добовому – вдень, у післяполудні години. Взимку та вночі, коли переважає стійка стратифікація, термічна конвекція розвинена слабо.

Над *морем* річний та добовий хід інтенсивності конвективних вертикальних рухів відмінний від річного та добового ходу, характерного для суші. Максимум розвитку конвективних вертикальних рухів відзначається восени, коли температура морської води є найвищою. У добовому ході максимум розвитку конвекції спостерігається вночі. Це пов'язано з тим, що протягом доби температура поверхневих вод практично не змінюється, а вночі, за рахунок активного вихолодження верхньої частини прикордонного шару з високою вологістю, збільшується нестійкість стратифікації температури.

Вільна та вимушена конвекція чітко вираженого добового ходу не мають. Найчастіше ці види конвективних вертикальних рухів розвиваються в областях зниженого тиску.

4.3.2 Конвективні осередки різних масштабів як результат тепло- та вологообміну в системі океан - атмосфера

Перерозподіл тепла в атмосфері та океані відбувається складним чином. Тропосфера майже повністю пронизана конвективними рухами, різними за масштабом. Крім розвитку висхідних та низхідних потоків повітря, конвекція в атмосфері проявляється у формуванні конвективних хмар та опадів, виникненні гроз, шквалів, смерчів та тромбів, тайфунів чи ураганів тощо. У метеорології конвекцію поділяють на *мілку* та *глибоку*. Основна відмінність глибокої конвекції від мілкої полягає в тому, що вона розвивається в атмосферному шарі великої потужності і важливу роль у розвитку грають процеси, пов'язані з фазовими переходами вологи в атмосфері. Інша особливість глибокої конвекції полягає в тому, що внаслідок великих вертикальних та горизонтальних масштабів суттєво зростає вплив горизонтальної неоднорідності метеорологічних полів синоптичного масштабу, ефекту обертання Землі та неоднорідності підстильної поверхні.

Розглянемо процес формування елементарного конвективного осередку. При рівномірному нагріванні земної поверхні та атмосфери зміна тиску з висотою відбувається однаково у всіх точках (стовпи повітря А та Б), що можна зобразити за допомогою ізобарів, проведених на вертикальному розрізі атмосфери (рис. 4.9а). Тиск біля земної поверхні

однаковий в обох стовпах $p_1 = p_2$. Надходження додаткового тепла (стовп Б) призведе до розширення повітря і до підйому ізобар вгору (рис. 4.9б), в атмосфері на висоті виникне різниця тиску по горизонталі, причому горизонтальний баричний градієнт буде спрямований у бік стовпа А. Перенесення повітря в цьому напрямку на висоті призведе до збільшення маси стовпа А, отже, і до збільшення тиску повітря під ним (тобто на рівні земної поверхні). Тепер у земної поверхні виникає баричний градієнт, але спрямований у протилежний бік, тобто у бік стовпа Б (рис. 4.9б).

Відповідно, у цьому напрямку почнеться перенесення повітря біля земної поверхні (рис. 4.9в). Таким чином, у теплих районах біля земної поверхні виникають області зниженого тиску, у холодних – підвищеного, а на висоті – навпаки. Так утворюються замкнуті вертикальні конвективні осередки циркуляції.

Дрібномасштабна конвекція. Конвективні рухи з розмірами та часом існування поблизу нижньої межі діапазону їх існування умовно можна назвати дрібномасштабними конвективними рухами. Такий тип конвекції розвивається у вологонестійких стратифікованих шарах повітря невеликої товщини [16].

У цьому випадку розміри конвективних осередків, які можна оцінити за параметрами купчастих хмар хорошої погоди або за відсутності хмар за даними вимірів неоднорідностей поля вологості за допомогою радіолокаторів, зазвичай становлять кілька сотень метрів.

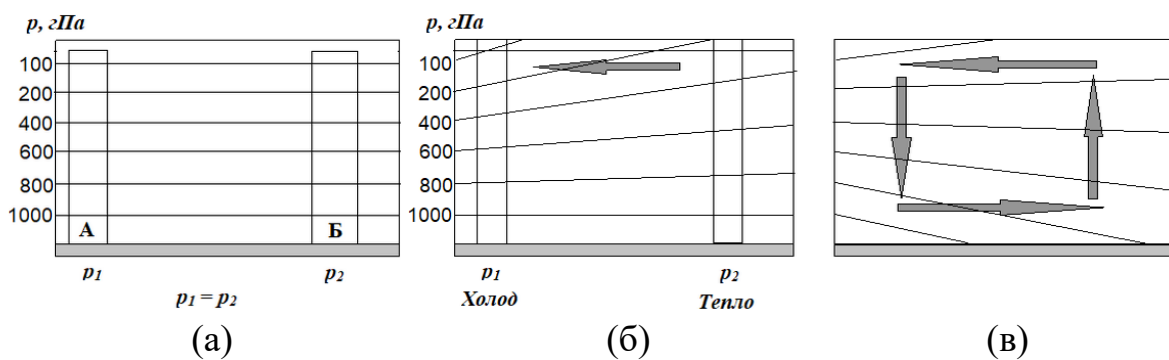


Рисунок 4.9 – Схема виникнення елементарного конвективного осередку

Мезомасштабна конвекція. Конвекція, що породжує купчасто-дощові хмари. При товщині шару з вологонестійкою стратифікацією, що дорівнює 1-2 км, горизонтальні розміри конвективних осередків зростають, і вони утворюють системи, що складаються з окремих областей з висхідними та низхідними конвективними рухами. За спостереженнями з штучних супутників Землі площа, зайнята конвективними хмарними утвореннями, та площа, зайнята безхмарним станом неба, відносяться як 1:5. Приблизно в такому співвідношенні повинні бути швидкості

висхідних конвективних рухів, які при зазначеній товщині шару з нестійкою стратифікацією становлять кілька м/с, і низхідних рухів у безхмарних областях. Такі конвективні рухи в низьких широтах є головним фактором, що забезпечує розподіл тепла по всій товщині тропосфери.

При товщині шару з вологонестійкою стратифікацією, що перевищує 5 км, утворюються конвективні системи, які складаються з конвективних осередків різних розмірів. Горизонтальна довжина таких систем становить від кількох десятків кілометрів до 100-200 км. Вертикальна довжина окремих конвективних осередків може досягати 10-15 км при швидкості вертикальних рухів до 30-40 м/с. Такі великі конвективні системи можуть існувати кілька діб. Проте життєвий цикл окремих конвективних осередків становить кілька десятків хвилин. Навіть великі конвективні осередки в скупченні купчасто-дощових хмар існують не більше 1-2 годин після чого вони розпадаються, а замість них виникають нові. Сюди можна віднести також бризову та гірничо-долинну циркуляцію.

Конвекція синоптичного масштабу має горизонтальні розміри, порівняні з розмірами континентів та існує завдяки циркуляції бароклінного³ походження. Сюди можна віднести конвекцію, що розвивається на основних фронтах та позатропічних циклонах.

Крупномасштабна конвекція переносить тепло як по вертикалі, так і від низьких до високих широт, в останньому випадку перенесення здійснюється в депресіях і антициклонах помірних широт. При такій конвекції переміщення повітря має майже горизонтальні напрямки і на відміну від дрібномасштабної істотно схильні до впливу обертання Землі (ефект Коріоліса). Осередки великомасштабної конвекції можна розглядати як елементи загальної циркуляції атмосфери (рис. 4.10).

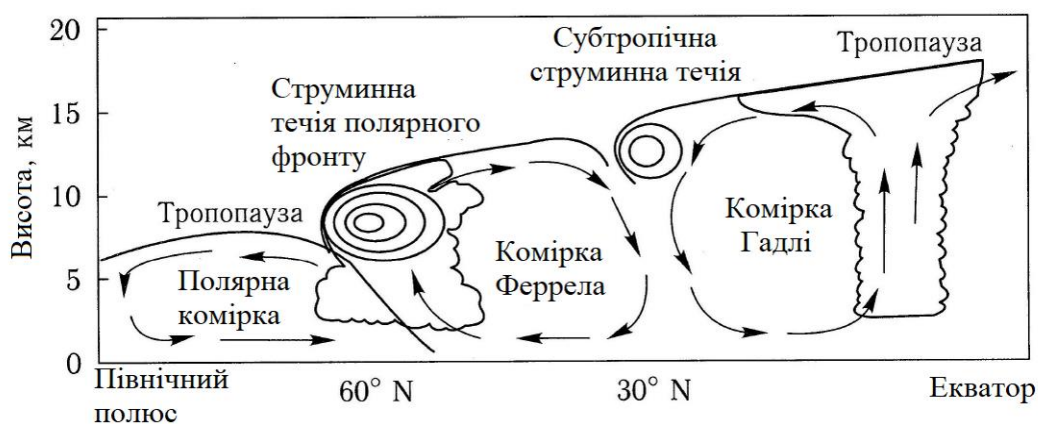


Рисунок 4.10 – Схема просторового розташування найбільш важливих структурних об'єктів атмосферної циркуляції: струминних течій, комірок Гадлі та Феррела у меридіональному розрізі [17]

³ У барокліній атмосфері або океані ізобаричні та ізопікнічні поверхні перетинаються на певному рівні або рівнях

У низьких широтах переважає соленоїдальна комірка Гадлі, в помірних широтах – комірка Феррела. Поблизу екватора тепло переноситься з нижніх рівнів у верхні за допомогою конвекції, що утворює дощові хмари. Північніше 30° пн.ш. і південніше 30° пд.ш. відбувається повсюдне опускання повітря у всій товщі тропосфери, крім самого нижнього шару товщиною 1-2 км. Замикають комірку пасати: у північній півкулі – північно-східні, у південній – південно-східні. Пасати обох півкуль сходяться поблизу екватора в так званій внутрішньотропічній зоні конвергенції (ВЗК), де спостерігається розвиток купчасто-дощової хмарності та посилення грозової активності. У середніх широтах діє комірка Феррела.

4.3.3 Розподіл конвекції на різних широтах

Розглянемо особливості розвитку конвекції на прикладі сезонного та географічного розподілу конвективної хмарності. Виразно простежується планетарна тропічна область високої повторюваності конвективної хмарності, що охоплює майже всю півкулю. На рис. 4.11 дана область представлена у вигляді смуги купчасто-дощової хмарності, розташованої вздовж екватора. Найбільш далеко на північ область високої повторюваності конвективної хмарності поширюється над південним сходом Азії та над центральними частинами Північної Америки та Північної Атлантики. Ще один максимум повторюваності конвективних хмар займає більшу частину Європи і представляється у вигляді відрогу основного максимуму над південним сходом Азії.

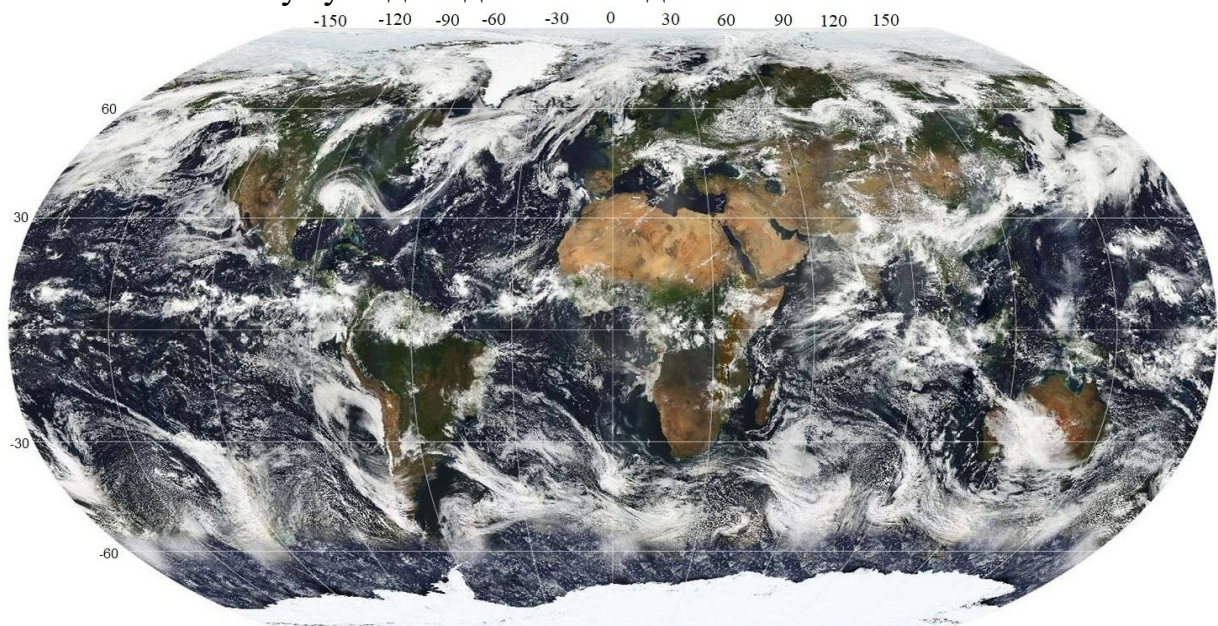


Рисунок 4.11 – Композитний супутниковий знімок хмарності у видимому діапазоні VIS $0.6 \mu\text{m}$ [18]

Основний мінімум повторюваності конвективних хмар перебуває над субтропічними районами Північної Африки, Аравією та Іранським нагір'ям (як можна побачити на рисунку 4.11 у цьому районі розташована безхмарна ділянка), тобто розташований в зоні клімату субтропічних пустель. Для такого клімату характерні велика сухість повітря та високе положення рівня конденсації, який майже ніколи не досягається, незважаючи на інтенсивний розвиток конвекції у зв'язку з сильним прогріванням підстильної поверхні. Цей мінімум поширюється на захід на східну частину субтропічної акваторії Північної Атлантики. Два інших мінімуми розташовуються в північних частинах океанів, куди при західному перенесенні надходить з континентів тепле повітря, стійкість стратифікації якого підвищується в міру руху на схід над порівняно холодною поверхнею океану.

Влітку повторюваність конвективної хмарності над океанами монотонно зростає з півночі на південь. Над континентами основний мінімум спостерігається у високих широтах, а інший (частковий) знаходиться в межах широт 20-40°. Останній збігається із зоною найвищих літніх температур повітря на континентах.

Над континентальною частиною півкулі, що знаходиться на південь від 60° пн.ш., влітку переважає конвективна хмарність. Над океанічною частиною півкулі вона стає переважаючою на південь від 40° пн.ш. У середньому для всієї північної півкулі влітку характерні конвективні хмари, причому над океанами їх повторюваність на 8 % більше, ніж над континентами.

Над Євразією та Північною Америкою від літа до зими відбувається сезонна зміна областей максимальної повторюваності конвективної хмарності осередками її мінімальної повторюваності зі значенням менше 30 %. Над океанами, навпаки, від літа до зими відбувається заміщення областей мінімальної повторюваності конвективної хмарності осередками максимальної повторюваності.

У низьких широтах зберігається планетарна зона підвищеної повторюваності конвективних хмар. Область мінімальних значень над Північною Америкою, Аравією та Іранським нагір'ям взимку дещо зміщується на південь і розширюється за площею.

Повторюваність конвективних хмар взимку загалом зростає з півночі на південь як над океанами, так і над континентами. Винятком є приекваторіальна зона, де повторюваність конвективних хмар над океанами в 1,5-2,0 рази більша, ніж над континентами. Над океанами ця зона розташовується на південь від 40° пн.ш., а над континентами – південніше 20° пн.ш.

Над океанами від літа до зими повторюваність конвективних хмар міняється мало. Виняток є помірні широти, де повторюваність зростає приблизно на 10 %. Над континентами від літа до зими повторюваність

конвективних хмар істотно зменшується (у середньому по півкулі до 20 %). Це пов'язано зі значним ослабленням конвекції над континентами взимку через низьку температуру підстильної поверхні та перевазі антициклонічного режиму циркуляції.

4.3.4 Конвекція у верхньому шарі океану

Тепло- і вологообмін з атмосферою призводить до формування у водах океану нестійкості густинної стратифікації та виникнення конвективного перемішування на значних його площах у ту чи іншу пору року. Процес конвекції починається не відразу після переходу *критерію стійкості* E^4 від додатних значень до від'ємних, а після досягнення деякого критичного його значення.

Залежно від гідрометеорологічних умов це значення може бути різним. Як правило, турбулентне перемішування зменшує критичне значення стійкості та конвекція настає швидше. Однак жодних обґрунтувань критичних значень E поки що не існує. Більш повним критерієм, що характеризує можливість виникнення конвективного перемішування, є *критерій Релея* (Ra),

$$Ra = \frac{gh^3 k_T \Delta T}{\kappa_V \kappa_T}, \quad (4.26)$$

який характеризує співвідношення між силою плавучості, силою опору руху та дифузиею тепла. Перша пропорційна різниці температур ΔT на відстані h та коефіцієнту термічного розширення k_T , а останні виражаються через коефіцієнти кінематичної в'язкості κ_V та молекулярної температуропровідності κ_T . Теоретичні оцінки показують, що *нестійкий стан* рідини настає при $Ra_K = 657$. У природних умовах велика кількість інших факторів, що впливають на стійкість рідини, призводить до різних конкретних умов до зміни Ra_K як у більшу, так і в меншу сторону.

Для виникнення конвекції необхідно, щоб перепад температури, що призводить до Ra_K за формулою (4.26) існував деякий час. Якщо воно буде дуже малим, то поле густини не зможе перебудуватися і конвективне перемішування не розвинеться. Для оцінки частоти коливань температури на поверхні океану та її амплітуди, при яких може виникнути конвекція, можна використовувати безрозмірний критерій Фур'є $Fo = \frac{\kappa_T t_X}{h_X^2}$, який

⁴ E – статична стійкість, характеристика стійкості на одиницю глибини, обчислюється за формулою

$$E = \frac{d\rho}{dz} - \frac{\partial\rho}{\partial T} \frac{\partial T_{ad}}{\partial z}$$

де T_{ad} – адіабатична зміна температури T

являє собою співвідношення характерного періоду зміни температури поверхні океану t_X та часу поширення тепла у характерному шарі h_X .

- У разі якщо $Fo \ll 1$, нестійкість у шарі h_X не встигає сформуватися і вільна конвекція не розвивається.

- При $Fo \gg 1$ швидкість поширення тепла в глиб водного середовища і відповідна зміна густини відбуваються набагато швидше за коливання температури поверхні океану і обмежень розвитку конвекції не створюється.

Підстановка до критерію Фур'є замість h_X значення товщини шару води з формули (4.26) призводить до формули

$$Fo = \sqrt[3]{\frac{\kappa_T}{t_X} \left(\frac{g k_T \Delta T}{Ra_K \kappa_V} \right)^2}, \quad (4.27)$$

за якою можна провести оцінку (табл. 4.2) t_X залежно від характерних ΔT і h , визначених за формулою (4.26) при критичних значеннях Ra .

Таблиця 4.2 – Співвідношення періоду зміни температури поверхні океану t_X і товщини шару, в якому може розвинути конвекція h та різниці температури ΔT на його верхній та нижній межі

$\Delta T, ^\circ\text{C}$	1	0,5	0,1	0,05	0,01	0,001
$h_X, \text{см}$	0,54	0,68	1,2	1,5	2,5	5,4
$2t_X, \text{ч}$	0,12	0,2	0,5	0,9	2,6	12

З табл. 4.2 видно, що при малому вертикальному перепаді температури високочастотні коливання температури не викликають вільної конвекції. Але вже при періоді у кілька годин характерні значення ΔT і h , при яких може виникнути конвекція, звичайні для природних умов і тому навіть для утворення нічної конвекції обмежень з цього боку, як правило, немає.

Вертикальна швидкість руху конвективної бульбашки, згідно з релєївською теорією, залежить від її розміру r і перепаду густини між нею та середовищем ρ'

$$W = \frac{gr^2 \rho'}{\kappa_V \rho}. \quad (4.28)$$

Вона досить велика, щоб у порівняно короткий термін вирівняти температуру та солоність у досить товстому шарі води. Спостереження показують, що нічна конвекція в поверхневому шарі океану за кілька годин поширюється до глибини 10-20 м, тобто вертикальна швидкість має

порядок 10^{-1} см/с. Тому в океанологічних завданнях щодо дослідження впливу конвекції на термохалінні поля зазвичай приймається умова вертикальної однорідності в шарі перемішування на будь-який момент часу.

Під час конвективного перемішування об'єми води, що опускаються, проникають у шар зі стійкою стратифікацією. Глибина проникнення залежить від масштабу конвективного елемента та градієнта густини у стійко стратифікованому шарі. Вона збільшується зі зростанням масштабу конвективного осередку та зменшується зі зростанням градієнта густини. Крім цього, частина кінетичної енергії конвекції витрачається на залучення до перемішування більш щільної води підстильного шару. Ці механізми в даний час ще недостатньо добре вивчені.

Переважаюча архімедова сила в шарі води з нестійкою стратифікацією густини над іншими та інтенсивна вертикальна циркуляція, що призводить до вирівнювання температури та солоності в конвективному шарі, дали можливість М.М. Зубову ще в 40-х роках визначити товщину шару конвекції та значення гідрологічних елементів у ньому тільки по початковій густинній стратифікації та тілообміну з атмосферою. В основних рисах теорія Зубова зводиться до того, що конвективне перемішування поширюється до горизонту, на якому густина води стає рівною густині підстильного шару води. Густина води конвективного шару змінюється в результаті тепло- і солеобміну з навколишнім середовищем.

Вплив потоків тепла та солей на температуру T та солоність S у шарі конвективного перемішування товщиною h описується рівняннями балансів тепла та солей

$$\int_0^{h(t)} c_w \rho_w \frac{\partial T}{\partial t} dz = \Phi_0 - \Phi_h + \Phi_\Gamma, \quad (4.29)$$

$$\int_0^{h(t)} \rho_w \frac{\partial S}{\partial t} dz = \varphi_0 - \varphi_h + \varphi_\Gamma,$$

де Φ і φ потоки тепла та солей відповідно біля поверхні океану, на глибині h та адвективні, c_w – теплоємність води, ρ_w – густина води.

Глибина поширення конвекції задовольняє, як було зазначено вище, умові рівності густини води перемішаного шару ρ_0 та підстильної води на глибині h

$$\rho_0 = \rho(h).$$

При відомих потоках тепла та солей перераховані рівняння спільно з рівнянням стану повністю визначають температуру, солоність, густину води у шарі конвективного перемішування та його товщину. Щоб отримати рішення в простому вигляді, зручному для аналізу, доцільно припустити, що температура і солоність нижче за горизонт поширення конвекції змінюються лінійно з глибиною пропорційно градієнтам Γ_T і Γ_S

$$T_{j+1} = T_j + \frac{\Gamma_T}{2} \left(h_{j+1} - 2h_j + \frac{h_j^2}{h_{j+1}} \right) + \frac{\psi_T}{h_{j+1}},$$

$$S_{j+1} = S_j + \frac{\Gamma_S}{2} \left(h_{j+1} - 2h_j + \frac{h_j^2}{h_{j+1}} \right) + \frac{\psi_S}{h_{j+1}}, \quad (4.30)$$

$$h_{j+1} = \sqrt{h_j^2 + 2 \frac{\varepsilon_S \psi_S - \varepsilon_T \psi_T}{\varepsilon_S \Gamma_S - \varepsilon_T \Gamma_T}}$$

де заради стислості запису введені позначення

$$\psi_T = \int_{t_j}^{t_{j+1}} \frac{\Phi_0 - \Phi_h + \Phi_\Gamma}{c_w \rho_w} dt,$$

$$\psi_S = \int_{t_j}^{t_{j+1}} \frac{\varphi_0 - \varphi_h + \varphi_\Gamma}{\rho_w} dt. \quad (4.31)$$

Індекси j і $j+1$ позначають значення елементів у початковий і кінцевий моменти розглянутого відрізка часу. У формулу, що визначає глибину поширення конвекції, потоки тепла та солей, а також градієнти температури та солоності входять з різними знаками через те, що приплив солей збільшує густину води, а приплив тепла – зменшує; зростання солоності із глибиною збільшує стійкість стратифікації, а зростання температури – зменшує. Тому випаровування вологи з поверхні океану, що викликає його осолоніння, і відтік тепла в атмосферу сприяє зростанню шару конвективного перемішування, а зростання солоності з глибиною та зниження температури обмежують це зростання.

Температура і солоність конвективного шару залежать не тільки від потоків тепла і солей, які надійшли в нього за період, що розглядається, але і від температури, солоності та товщини залученого в конвекцію шару води.

Щоб оцінити вплив на конвекцію того чи іншого метеорологічного елемента, досить виділити його у потоках ψ_T і ψ_S .

4.3.5 Стратифікація океану

Стан океану визначається, перш за все, атмосферними впливами – напругою тертя вітру на поверхні океану, нагріванням або охолодженням (вертикальний потік тепла) та обміном вологою (різниця між опадами P та випаровуванням E); для деяких процесів (головним чином, хіміко-біологічних) важливий обмін киснем і вуглекислим газом (додаткове значення мають також припливоутворювальні впливи Місяця та Сонця, стік річок та айсбергів, осадження аерозолів, геотермічний потік тепла та вулканічні ексгаляції на дні, цунамійні впливи донних землетрусів). Атмосферні впливи формують стратифікацію океану та створюють у ньому вітрові та термохалінні течії.

Стратифікація – це розшарування океану за густиною у полі сили тяжіння, можливе завдяки стисливості морської води – залежності її густини ρ_w від температури T , солоності S та тиску p , яка описується рівнянням стану морської води

$$\rho_w = \rho_w(t, p, S) \approx \rho_{w0} \left[1 - \frac{p}{A + Bp + Cp^2} \right]^{-1}, \quad (4.32)$$

де ρ_{w0}, A, B, C – деякі функції від температури t та солоності S .

Ця залежність така, що при зростанні p або S або при спаданні t (до деякої температури максимальної густини $t_1 = t_1(p, S) \approx 4^\circ \text{C}$) густина води зростає (зі зростанням p або S і t_1 , та температура замерзання $t_2 = t_2(p, S)$ спадають, t_1 швидше за t_2 , і при $p < p_1 \approx 270$ атм (або $27 \cdot 10^6$ Па) і $S < S_1 \approx 24$ % існує інтервал температур $t_1 > t > t_2$, в якому залежність p від t має протилежний знак).

Для клімату Землі надзвичайно важливо, що вода – аномальна рідина, яка при замерзанні розширюється, так що лід легший за воду і плаває на її поверхні; якщо б вода була нормальною рідиною, яка при замерзанні стискається, то лід опускався б на дно і зрештою повністю заповнив великі області океану.

Нагрів зверху (контактним чином і через сильне поглинання водою проникаючого в неї світла) і опріснення (опадами, стоком річок, таненням льоду) можуть впливати лише на дуже тонкий верхній шар океану, всього в десятки метрів, так як через гідростатичну стійкості нагрітого або опрісненого шару він не може самостійно перемішуватися з нижчою водою, а вимушене перемішування, що створюється поверхневими хвилями, які обрушуються, проникає неглибоко (перемішування ж в

турбулентних плямах, що утворюються в місцях гідродинамічної нестійкості внутрішніх хвиль, в середньому дуже слабо і, вкрай повільно).

Перемішування верхнього шару океану створює на його нижній межі шар *стрибка густини*, так званий **пікноклін** (рис. 4.12), зі значеннями $d\rho_w/dz \approx 10^{-6}$ г/см⁴, на півтора порядки більше, ніж у сильних, але поодиноких приземних температурних інверсіях, де $dt_a/dz \approx 1^\circ$ С/м і $d\rho_a/dz \approx 10^{-6}$ г/см⁴. У більш важливому динамічному формулюванні за допомогою частоти Вайссяля-Брента⁵ N шар стрибка щільності стратифікований помітно стійкіше ($N \approx 3 \cdot 10^{-2}$ с⁻¹), ніж тропосфера в цілому, в якій $dt_a/dz \approx 6,5^\circ$ С/км і $N \approx 10^{-2}$ с⁻¹, хоч і менш стійко, ніж сильні атмосферні інверсії ($N \approx 1,7 \cdot 10^{-1}$ с⁻¹). При повсюдному поширенні шару стрибка щільності в океані та рідкості сильних інверсій в атмосфері цим пояснюється набагато ширше поширення внутрішніх хвиль в океані порівняно з атмосферою.

Проте пікноклін тонкий, і його стратифікація, тобто ефект нагрівання (або опріснення) океану зверху, дуже мало позначається на середній стратифікації океану. Навпаки, в областях, де поверхня океану охолоджується (або осолонюється), вода з цієї поверхні має опускатися в глибину, створюючи так звані **термохалінні циркуляції** вод океану, тобто перемішування, яке послаблює стійкість стратифікації (аналогічне дії прогріву тропосфери знизу, хоч і обмежене тим, що охолодження не може бути нижчим за температуру замерзання води T_2 , таким чином, з динамічної точки зору про океан в цілому можна сказати, що він охолоджується зверху, на відміну від тропосфери, яка нагрівається знизу).

⁵ Брента-Вайссяля частота (частота плавучості) (у механіці суцільних середовищ) – частота з якою елемент рідини переміщений вертикально в стратифікованому середовищі буде осцилювати в цьому середовищі. Використовується для визначення умов стійкої чи нестійкої стратифікації в океанології, метеорології і геофізиці. Для атмосфери: $N = \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}}$, де θ – потенціальна температура, g прискорення

вільного падіння, z – висота. Для океану: $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_n} \frac{d\rho}{dz}}$, де ρ_n – потенціальна густина, $\frac{d\rho}{dz}$ – зміна густини

із глибиною. В океані одиницею виміру N є цикли на годину. *Фізичний зміст*: ідея виводиться з другого закону Ньютона, застосованого до частинки води, що знаходиться в стратифікованій рідині (в якій густина змінюється по вертикалі). Частинка переміщується по вертикалі з початкової позиції і потрапляє в шар, де густина навколишньої води інша ніж густина частинки. Якщо рідина стійко стратифікована ($N^2 > 0$), то при переміщенні догори густина частинки води буде більшою за густину навколишньої рідини і частинка почне тонути. При цьому за рахунок інерції частинка «проскочить» шар однакової з нею густини і потрапить до більшої густини. Архімедова сила почне виштовхувати її нагору де вона знову проскочить шар рівної їй густини і так буде осцилювати поки, нарешті, не набере спокою в шарі рівної їй густини. Якщо ж прискорення спрямоване не у бік початкової позиції, а від неї ($N^2 < 0$) стратифікація є нестійкою, у таких випадках в океані зазвичай спостерігається перекидання шарів або конвекція.

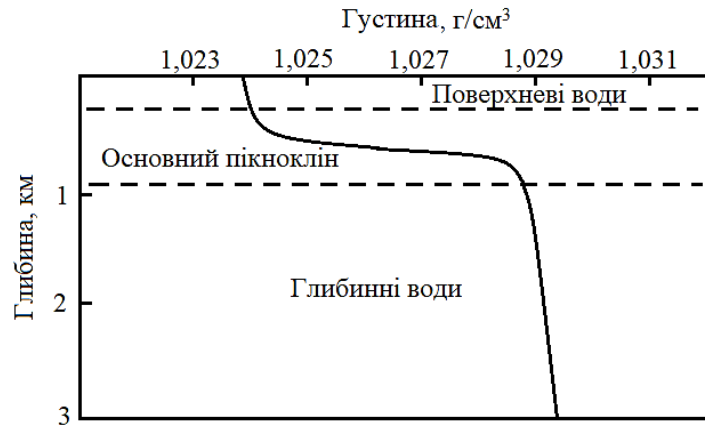


Рисунок 4.12 – Розподіл густини води

У той же час, аналога, що створює стійкість тропосфери – прогріву зверху (поглинанням ультрафіолетового випромінювання Сонця в озонному шарі стратосфери), тобто зовнішніх джерел охолодження знизу, в океані немає, і в результаті його середня стратифікація виявляється хоч і стійкою, але на порядок ближче до адіабатичної, ніж у тропосфері: в океані в середньому за його товщею $\bar{N} \approx 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Ця обставина динамічно дуже важлива – через неї синоптичні вихори та хвилі Россбі-Блінової в океані мають значно менші розміри та швидкості руху та більші часи життя, ніж в атмосфері.

4.3.6 Термохалінна конвекція в океані. Термохалінна циркуляція

Крім вітрового впливу, ще одним механізмом збудження океанічної циркуляції є **термохалінна конвекція**. Через охолодження поверхні океану у високих широтах та її нагрівання у низьких формується меридіональний конвективний осередок. Причому через асиметрію у розподілі суші на Землі та фізико-географічних особливостей взаємодії океану з атмосферою глибинні води утворюються тільки в Північній Атлантиці, а придонні – в Антарктичному секторі Південного океану.

Термохалінна циркуляція є частиною великомасштабної циркуляції Світового океану та одним із найважливіших кліматоутворюючих механізмів (рис. 4.13). Виходячи з того, що вона обумовлена глобальними меридіональними градієнтами густини, які створюються потоками тепла та вологи на поверхні океану, термохалінна циркуляція сприяє пом'якшенню термічних контрастів між екватором та полюсом та регулює кліматичну мінливість на масштабах від десятиліть до тисячоліть.

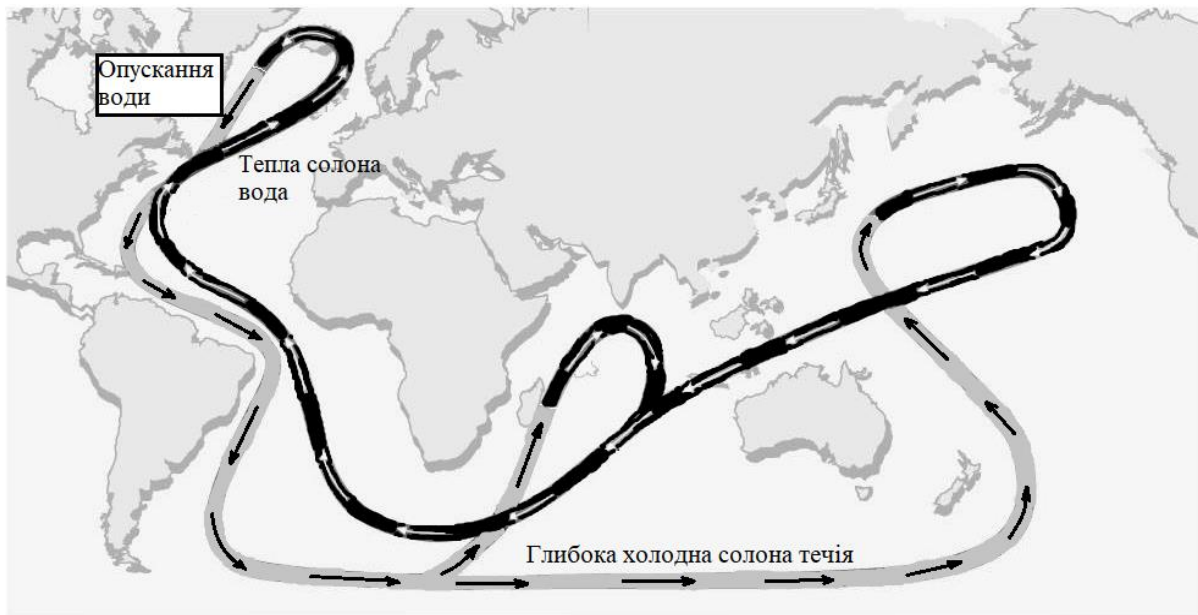


Рисунок 4.13 – Схема термохалінної циркуляції вод Світового океану: чорним кольором виділено теплу поверхневу течію, сірим кольором – глибоководну холодну солону течію

Генерація термохалінної циркуляції. Для оцінки ефектів ущільнення (або зниження густини) поверхневих вод океану при їх охолодженні (нагріванні) або осолоненні (розпрісненні) можна використовувати створюваний цими процесами вертикальний потік маси на поверхні океану (за А.С. Моніним), який визначається формулою

$$M_S = J_S + \frac{\alpha}{c_w} \Phi_T, \quad (4.33)$$

де J_S і Φ_T – потоки солі та тепла в глиб океану, α – коефіцієнт теплового розширення, c_w – теплоємність води. $M_S > 0$, якщо потік маси спрямований вниз, то він зменшує плавучість і сприяє термохалінному опусканню поверхневих вод.

Меридіональний циркуляційний осередок термохалінної циркуляції в сучасну кліматичну епоху має такий вигляд. У північній частині Північної Атлантики формуються відносно холодні та щільні Північноатлантичні глибинні води (ПАГВ). Швидкість їхньої продукції становить близько 20 Свєрдрупов (1 Св = 10^6 м³/с). У Південному океані утворюються ще холодніші та щільніші Антарктичні придонні води (АДВ). Швидкість продукції в Атлантичному секторі становить 2-5 Св. АДВ поширюються на північ у абіссальній зоні океану, а ПАГВ – на південь у шарі 2,5-3,5 км, розташованому над АДВ. Через більшу (порівняно з АДВ) швидкістю продукції ПАГВ у верхньому бароклінному шарі формується компенсаційне перенесення, спрямоване на північ.

Це призводить до інтегральної термохалінної циркуляції у верхньому шарі, спрямованої на північ Атлантики. Причому фактично термохалінна конвекція є термічною, оскільки зміни густини в океані регулюються переважно температурними варіаціями. Справді, якщо температурні перепади по вертикалі (від поверхні до дна) та у меридіональному напрямку (від екватора до полярних зон) досягають у Світовому океані більше 30°C , то перепади солоності не перевищують кількох проміле. Конвекція, спричинена соленосним фактором, спостерігається головним чином у субтропічних кругообігах, де інтенсивне випаровування та знижена кількість опадів призводить до підвищення солоності на поверхні океану $\geq 37,5\text{‰}$. У внутрішньотропічній зоні конвергенції та високих широтах солоність знижується на 1-3 ‰. Такі перепади зовсім недостатні, щоб призвести до важливого впливу солоності на глобальну термохалінну циркуляцію.

Разом з тим, двокомпонентність морської води, в принципі, допускає формування іншого циркуляційного режиму з переважно халінним конвективним осередком. Для її реалізації необхідно зниження солоності на поверхні океану у високих широтах більш ніж на 5 ‰ в порівнянні з величинами, що спостерігаються. У цьому випадку термохалінна конвекція може припинитися. На таку можливість вперше вказав Стоммел. Припинення термохалінної конвекції через зниження солоності поверхневих вод у високих широтах отримало назву «*термохалінної катастрофи*». Дійсно, при такому сценарії повинні різко інтенсифікуватися атмосферна циркуляція і відбутися похолодання в середніх і високих широтах, оскільки меридіональне перенесення тепла в океані при цьому практично зникає, що супроводжується різким збільшенням термічних контрастів між низькими і високими широтами.

Аналіз різних типів палеоданих показує, що в Атлантичному океані в останні десятки-сотні тисяч років реалізовувалися інші режими термохалінної циркуляції. Наприклад, режим з дрібним циркуляційним осередком, при якому ПАГВ формуються в розташованій на південь від Гренландії області субполярної Північної Атлантики і не проникають глибше 2 км, або режим Хайнріха, при якому в Північній Атлантиці ПАГВ взагалі не формуються. Ці режими (особливо останній з них) супроводжувалися різким похолоданням клімату, найбільш вираженим в Атлантико-Європейському регіоні. Тому такий перехід від сучасного режиму до одного з більш холодніших режимів і називають термохалінною катастрофою. Інтерес до дослідження термохалінної катастрофи значно зріс через проблему глобального потепління антропогенного походження, оскільки через танення льодів відбувається опріснення поверхні океану у високих широтах, що може призвести до послаблення інтенсивності термохалінної циркуляції або навіть до термохалінної катастрофи. Для кількісного опису різних циркуляційних

режимів та оцінки ймовірності термохалінної катастрофи у різні кліматичні епохи широко використовують боксові моделі. Вони є спрощеними фізичними моделями, в яких океан розбивається на кілька однорідних боксів, обмін між якими контролюється меридіональними градієнтами густини.

Наведемо приклад трибоксової моделі, що складається з двох мілких боків приповерхневих і одного глибинного. Розглянемо область океану глибиною $D + \delta D$, що складається із трьох однорідних боксів, зображених на рис. 4.14 та імітуючу Північну Атлантику. Дана модель фактично є варіантом спрощеної моделі Стоммела.

Розбиття на бокси виробляється в такий спосіб, щоб приплив тепла на межу розділу океан - атмосфера у південному боксі компенсувався його відпливом у північному, тобто щоб існував стаціонарний термічний режим океану. Передбачається також, що опади, які випадають над другим боксом, формуються внаслідок випаровування води у першому боксі. Розмір верхніх боксів по вертикалі обмежується товщиною діяльного шару океану, яка в помірних широтах становить близько 200 м.

Із загальних фізичних міркувань ясно, що при суттєвому перевищенні густини води другого боксу над густиною води першого система має бути стійкою до малих збурень. Для існування нестійких збурень необхідно, щоб густина води в першому та другому боксах була приблизно однакова, або амплітуда збурень була близька до базового перепаду густини між боксами. Реалізацію хоча б однієї з цих умов виключно важко уявити за сучасної кліматичної ситуації. Справді, щоб зменшити густину другого боксу до величини, близької до $\rho_1 = 1,02541$, необхідно зменшити солоність (при незмінній температурі) приблизно на 2 ‰. Можна розрахувати, який приплив прісної води (припустимо для визначеності, що цей приплив відбувається протягом півроку; такий часовий відрізок обраний тому, що максимальна тривалість безперервного періоду танення льодів у Північній Атлантиці за аномально теплих умов у сучасний період становить близько півроку) необхідний для цього. Об'єм позатропічного боксу становить $3,4 \times 10^{15} \text{ м}^3$; 2 ‰ – це близько 6 % від 34,6 ‰. Отже, обсяг необхідної прісної води складе близько $2,1 \times 10^{14} \text{ м}^3$ (6 % від вихідного обсягу). Отриманий обсяг ділимо на $\frac{1}{2}$ року та отримуємо 13 Св, що більш ніж на порядок перевищує приплив прісної води за рахунок танення льодового покриву у високих широтах Північної Атлантики внаслідок потепління. Насправді, за фактичної реалізації такого сценарію температура води у відповідному боксі має зменшуватися. Це робить можливість досягнення аналізованою системою стану, близького до критичного, ще менш імовірною.

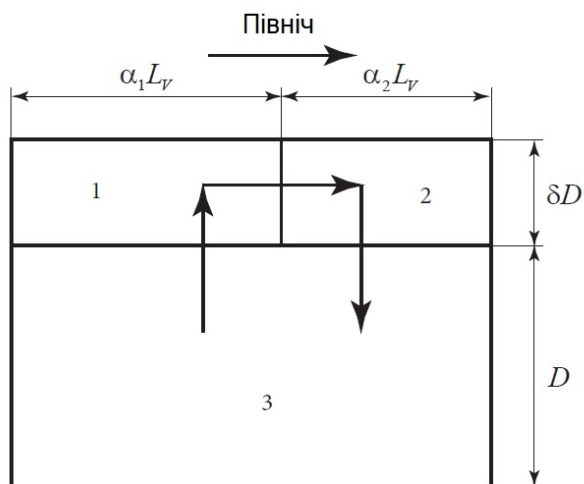


Рисунок 4.14 – Схематичне зображення боксів у трибоксовій моделі: 1 – верхній південний (тропічний + субтропічний) бокс; 2 – верхній північний бокс; 3 – глибинний бокс. Стрілками показано напрямок термохалінної циркуляції [19]

Таким чином, результати останніх робіт, в яких розглядалися різні палеодані, свідчать про те, що навіть у період переходу від льодовикового періоду до міжльодовикового, швидкість танення льодових щитів та сезонних полів льоду на акваторії Північної Атлантики та Північного Льодовитого океану була недостатньою для виникнення термохалінної катастрофи за рахунок швидкого танення армади айсбергів. Тим більше важко уявити реалізацію такого сценарію в сучасну кліматичну епоху.

4.4 Морський лід як продукт взаємодії атмосфери та океану

4.4.1 Властивість морського льоду

Морський лід є неоднорідною речовиною змінного складу, тому важко кількісно охарактеризувати його властивості.

У воді із солоністю більше 25 ‰ відсутній максимум густини при температурі вище точки замерзання. Якщо морська вода однорідної солоності охолоджується з поверхні, конвекція сприяє поширенню охолодження на всій глибині водяного стовпа. Це буде продовжуватися доти, доки скрізь не буде досягнуто температури точки замерзання, а отже, і максимальної густини. Лід почне формуватися на поверхні тільки після того, як охолодження пошириться в глибші шари води. При цьому на поверхні і безпосередньо під нею починають рости довгі кристали

чистого льоду, зазвичай вертикально орієнтовані. Занурені у воду кристали надають суміші, що утворилася, молочний відтінок і пористу структуру.

Утворення льоду збільшує солоність, а отже, і густину навколишньої води, що підтримує конвекцію в нижчележачих шарах.

У міру продовження процесу замерзання, зростання льоду концентрується в окремих ділянках, в яких лід наростає, утворюючи пластини діаметром зазвичай менше 1 м. Усередині такого крижаного «млинця» або всередині шару, утвореного окремими «млинцями», є порожнини, в яких зберігається деяка кількість морської води, ніби механічно захопленої льодом. При дуже низьких температурах та швидкому замерзанні такі порожнини мають більший розмір, ніж за поступового зниження температури. Коли температура продовжує падати, частина захопленої води замерзає, що ще більше підвищує солоність в осередках, що залишилися. При подальшому зниженні температури в них починають утворюватися кристали солі.

Виникла в результаті речовина, що складається з льоду, кристалів солі та осередків розсолу, називається *евтектичною сумішшю*. У розчині чистої кухонної солі (NaCl) кристалізація починається при температурі $t^{\circ} = -21,2^{\circ}\text{C}$, у розчині хлористого кальцію (KCl) – при $t^{\circ} = -55^{\circ}\text{C}$. У морській воді, де одночасно присутня велика кількість солей, ці температури дещо знижуються, наприклад, для NaCl – до -23°C .

Солоність нового льоду залежить від швидкості процесу замерзання. При досить різкому падінні температури, розсіл і кристали солей можуть утворитися навіть на поверхні. Погана теплопровідність льоду уповільнює швидкість замерзання нижньої поверхні товстого крижаного покриву, через що солоність льоду зменшується у шарі зверху донизу.

На поверхні у молодому крижаному покриві солоність складає 6,74 % і зменшується з глибиною до 3,17 % на глибині близько 1 м.

У старому чи багаторічному льоду має місце зворотна картина. Після кількох років існування в полярних умовах крига стає майже прісною біля поверхні і може бути джерелом питної води. У цій стадії лід може досягти рівноважного стану за постійної товщини, тобто умов коли наростання льоду на нижній частині компенсується таненням на поверхні. При цьому має місце постійна міграція молекул льоду через крижаний покрив вгору. Цей процес пов'язаний із потоком солі через лід у зворотному напрямку. Цей спрямований вниз потік обумовлений головним чином таненням, що повторюються, і замерзанням. Коли температура льоду підвищується, лід, що оточує осередки з розсолем, тоне. Якщо при цьому є кристали солі, вони переходять у розчин.

У міру продовження процесу танення, осередки з розсолем збільшуються в розмірах і замикаються один з одним. Розчин солі високої концентрації просочується униз. Цей процес посилюється гідростатичним напором води, що розтанула, на поверхні льоду і великомасштабною

горизонтальною конвергенцією, яка може стиснути льоди і призвести до утворення *торосів*.

При 0°C густина чистого льоду дорівнює $0,91\text{ г/см}^3$, тобто приблизно на 9 % менше густини рідкої води за тієї ж температури. Через те, що в морському льоду міститься як повітря, так і сіль, його густина може бути і більшою і меншою за густина чистого льоду.

Чистий лід стискається при охолодженні. Зниження температури морського льоду, який містить сіль і повітря одночасно, призводить до замерзання розсолу. Цей процес може супроводжуватися розширенням. Наприклад, морський лід із солоністю 8 % при -2°C має коефіцієнт теплового розширення $\alpha = -1,73 \cdot 10^{-4}$, а при -20°C цей коефіцієнт дорівнює $\alpha = +0,45 \cdot 10^{-4}$. Стиснення льоду при зниженні температури, тобто додатний коефіцієнт теплового розширення може мати місце лише при температурі нижче 15°C .

Питома теплоємність льоду є ще більше змінною величиною. Вона залежить від солоності льоду, тому що будь-яке зниження температури супроводжується замерзанням частини ув'язненого всередині осередків розсолу, а будь-яке підвищення – частковим таненням цих осередків.

Кількість тепла, що витрачається при процесах замерзання та танення, така велика, що питома теплоємність морського льоду 8-відсоткової солоності при температурі -2°C дорівнює $10,84\text{ кал/(г}\cdot^{\circ}\text{C)}$, при температурі -8°C дорівнює $1,01\text{ кал/(г}\cdot^{\circ}\text{C)}$ і при -20°C складає тільки $0,6\text{ кал/(г}\cdot^{\circ}\text{C)}$.

При дуже низьких температурах, коли більшість солей вже викристалізувалося, питома теплоємність наближається до відповідної величини для чистого льоду, яка дорівнює $0,48\text{ кал/(г}\cdot^{\circ}\text{C)}$.

Морський лід при температурі -1°C і солоності 15 % має приховану теплоту плавлення, рівну приблизно $1/5$ від відповідної величини для чистого льоду при -1°C . Для того ж самого льоду при -2°C вона збільшується до 48 кал/г (для чистого льоду прихована теплота плавлення дорівнює 81 кал/г).

Коефіцієнт теплопровідності чистого льоду дорівнює $\rho c \chi_i = 4,86 \cdot 10^{-3} \left[\frac{\text{кал}}{\text{см}\cdot\text{с}\cdot^{\circ}\text{C}} \right]$, температуропровідність χ_i – трохи перевищує $0,01\text{ см}^2/\text{с}$. Теплопровідність змінюється із солоністю. Для розрахунку теплопровідності морського льоду можна використати таку емпіричну формулу

$$\rho c \chi = 4,86 \cdot 10^{-3} \left(1 + \frac{57,6}{T-273} s \right). \quad (4.34)$$

У природі теплопровідність морського льоду зменшується головним чином через повітряні бульбашки, що містяться в ньому, а також через те, що тепло витрачається на локальне танення або замерзання і тим самим

виключається з перенесення. Оскільки пористість льоду зменшується з глибиною, можна очікувати, що його теплопровідність у міру збільшення глибини зростатиме.

4.4.2 Закономірності формування крижаного покриву

Обмін теплом океану з атмосферою викликає зміну їхнього стану, особливо помітне поблизу межі розділу. При цьому змінюються не лише кількісні характеристики води та повітря, але може змінюватись і якісний стан. Яскравим прикладом останнього є морський крижаний покрив.

Крижаний покрив океану, будучи продуктом взаємодії атмосфери і гідросфери, в свою чергу істотно впливає на нього.

Дослідження теплового балансу північних морів показали, що втрата тепла морем у зимовий період досягла б дуже великих значень, якби не існував такий тепловий захист, як крижаний покрив. У теплу пору року крижаний покрив грає зворотню роль, перешкоджаючи прогріву моря. Таким чином, лід є специфічним терморегулятором.

Теплофізичні властивості льоду, його товщина, впливаючи на теплові потоки між океаном і атмосферою, впливають на термічний режим атмосфери, особливо в її нижніх шарах. Характер поверхні льоду певною мірою визначає профіль вітру поблизу неї, цим впливаючи на тепло- і вологообмін між льодом і повітрям. Процеси ж льодоутворення і руйнування та перенесення льоду у свою чергу тісно пов'язані з термічним та динамічним станом атмосфери та моря. Тепловий баланс та умови дрейфу льодів є основними характеристиками, що визначають льодовий режим Північного Льодовитого океану. Закономірності теплообміну поблизу діяльної поверхні моря і особливо дрейфу льодів є тією фізичною базою, на якій будуються сучасні методи льодових прогнозів.

Баланс потоків тепла на поверхні океану виражається формулою

$$L_k \frac{\partial M}{\partial t} = \Phi - \Phi_T, \quad (4.35)$$

де L_k – питома теплота кристалізації води.

Тут під Φ розуміється сумарний теплообмін океану із атмосферою, тобто сума радіаційного балансу, турбулентного теплообміну та витрат тепла на випаровування. Вже з формули (4.35) видно, що маса льоду, що утворилася, залежить не просто від потоків тепла в атмосфері Φ та в океані Φ_T , а від різниці, обумовленої взаємодією середовищ. Оскільки $L_k M$ компенсує надлишок тілопередачі океану, то, щоб не отримати від'ємних значень M , відтік тепла в даному випадку прийнято позначати додатним, а приплив – від'ємним.

Як тільки утворюється якийсь, хоча б невеликий шар льоду, рівняння (4.35) слід відносити до його нижньої поверхні, оскільки кристалізація в основному йде саме тут. При цьому потік Φ вже визначається теплопровідністю льоду $\lambda_{\text{л}}$ та градієнтом температури в ньому

$$\Phi = \lambda_{\text{л}} \frac{\partial \vartheta}{\partial z}, \quad (4.36)$$

де $\lambda_{\text{л}}$ – теплопровідність льоду, ϑ – температура льоду.

Маса льоду M , віднесена до одиниці площі, виражається через його густину $\rho_{\text{л}}$ та товщину $h_{\text{л}}$. Урахування цих параметрів наводить рівняння (8.1) до виду

$$L_{\text{к}} \rho_{\text{л}} \frac{\partial h_{\text{л}}}{\partial t} = \lambda_{\text{л}} \left. \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right|_{z=h_{\text{л}}} - \Phi_{\text{T}}. \quad (4.37)$$

В принципі, турбулентний потік тепла під льодом Φ_{T} залежить не лише від гідрологічних характеристик, а й від стану атмосфери, оскільки інтенсивністю теплообміну Φ визначається швидкість наростання морського льоду та швидкість осолонення підлідної води. Підвищення солоності збільшує густину води та посилює інтенсивність перемішування, а, отже, збільшує і Φ_{T} . Крім того, підвищення солоності знижує температуру на нижній поверхні льоду $\vartheta_{\text{з}}$. Тільки для прісноводних водойм температура замерзання постійна і Φ_{T} визначається гідрологічними характеристиками підлідної води незалежно від атмосферних умов.

Щоб визначити градієнт температури у льоду, потрібно вирішити рівняння теплопровідності, яке для льоду з горизонтальною однорідністю, багато більшої його товщини, зазвичай записується в стандартному вигляді

$$c_{\text{л}} \rho_{\text{л}} \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{л}} \frac{\partial \vartheta}{\partial z} + I \right); \quad 0 \leq z \leq h_{\text{л}}(t), \quad (4.38)$$

де $c_{\text{л}}$ – теплоємність льоду, I – потужність теплових джерел у товщі льоду.

Рішення рівняння (4.38) пов'язане з великими труднощами через те, що теплоємність і теплопровідність морського льоду змінюються зі зміною температури, а товщина льоду зростає з часом.

У початковій стадії зростання товщини льоду, коли він ще тонкий, температура в ньому порівняно мало відрізняється від лінійного розподілу за товщиною. Це зумовлено досить великою теплопровідністю та малою теплоємністю льоду. У зв'язку з цим градієнт температури може бути представлений через різницю температур на нижній $\vartheta_{\text{з}}$ та верхній $\vartheta_{\text{о}}$ поверхнях льоду

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial z} = \frac{\vartheta_z - \vartheta_0}{h_{\text{л}}} \quad (4.39)$$

Використання даної апроксимації дозволяє спростити рівняння (4.37)

$$\frac{\partial h_{\text{л}}}{\partial t} = \frac{2\lambda_{\text{л}}}{L_{\text{к}}\rho_{\text{л}}} (\vartheta_z - \vartheta_0) - \frac{2\Phi_{\text{т}} h_{\text{л}}}{L_{\text{к}}\rho_{\text{л}}} \quad (4.40)$$

Його інтегрування дає

$$h_{\text{л}}^2(t) = h_{\text{л}0}^2 + \frac{2\lambda_{\text{л}}}{L_{\text{к}}\rho_{\text{л}}} \int_0^t (\vartheta_z - \vartheta_0) dt - \frac{2}{L_{\text{к}}\rho_{\text{л}}} \int_0^t \Phi_{\text{т}} h_{\text{л}} dt, \quad (4.41)$$

де $h_{\text{л}} = h_{\text{л}}(0)$.

Рішення отриманого інтегрального рівняння щодо $h_{\text{л}}$ виходить лише шляхом ітерації. Лише за відсутності підтоку тепла до нижньої поверхні льоду його товщина обчислюється елементарно як функція ϑ_0 .

Спрощена форма виразу (4.41) дозволяє оцінити вплив різних чинників збільшення товщі льоду. Насамперед слід зазначити, що внесок атмосфери, виражений через ϑ_0 , слабшає із збільшенням льоду через зменшення градієнта температури. У математичній інтерпретації це виражається тим, що товщина льоду фігурує у квадраті, а ϑ_0 у першому ступені.

У зв'язку зі зменшенням відтоку тепла через лід зі збільшенням його товщини зростає роль турбулентного потоку тепла з води до льоду. Це також досить ясно видно з порівняння другого та третього доданків у правій частині рівняння (4.41). В результаті при деякій товщині льоду $h_{\text{лп}}$ вони стають рівними та наростання льоду припиняється. Така товщина льоду одержала назву *граничної*. Її значення виходить із рівняння (4.40), якщо ліву частину прирівняти до нуля. Тоді

$$h_{\text{лп}} = h_{\text{л}} \frac{(\vartheta_z - \vartheta_0)}{\Phi_{\text{т}}} \quad (4.42)$$

Описаний характер наростання льоду, у якому приріст уповільнюється зі збільшенням $h_{\text{л}}$, сприяє вирівнюванню $h_{\text{л}}$ в районах з однаковими зовнішніми гідрометеорологічними умовами, якщо не відбувається зламвання льоду течіями, вітром і коливанням рівня моря. Тому припайний лід завжди більш рівний, ніж дрейфуючий.

4.4.3 Танення льоду під впливом атмосферного та сонячного тепла

Збільшення припливу сонячного тепла та підвищення температури повітря призводить до досить швидкого підвищення температури льоду через його порівняно малий теплотапас. Внаслідок фізичних особливостей морського льоду у разі підвищення його температури у ньому відбувається внутрішнє танення навколо пір, заповнених розсоллом. При цьому обсяг пор та каналів збільшується, що сприяє стіканню розсолу в нижні шари льоду або взагалі виведенню. Тому солоність поверхневих шарів льоду навесні швидко зменшується, і вони стають практично прісними. Температура плавлення такого льоду близька до 0°C . Вона є граничною, до якої може підвищитись температура льоду при його весняному прогріві. Надалі надлишок тепла, що надходить, витрачається на його танення.

Температура снігово-крижаної поверхні відрізняється від температури повітря, і ця відмінність тим більше, чим більше випаровування та радіаційний баланс. Зазвичай у весняний період радіаційний баланс перевищує витрати тепла випаровування. Тому танення льоду починається ще при від'ємній температурі повітря, що становить у середньому $-1\text{.....}-2^{\circ}\text{C}$. Але при слабкому вітрі або малій відбивній здатності льоду, коли відносний внесок випаровування малий, температура повітря може бути ще нижчою. Такий вибіркового характеру початку танення добре відомий із практики, коли забруднений сніг чи лід починають танути, а чистий не тане.

У помірних широтах у теплий період року до льоду надходить достатньо тепла, щоб розтопити весь лід, що утворився за зиму. Тому в цих районах за віком крига не буває старшою за однорічну. Але в полярних широтах Арктики та Антарктики за тривалу сувору зиму наростає лід такої великої товщини, що за літо через порівняно невеликий приплив тепла не встигає розтанути і переходить у багаторічний лід. Ця його товщина, при якій зимовий приріст дорівнює літньому таненню, називається *рівноважною*. Вона залежить від кліматичних умов району, досягається протягом тривалого часу, поступово до неї наближаючись, і в більшості випадків не перевищує 4-5 м.

4.4.4 Дрейф льоду

Морський лід на більшій частині акваторії є дрейфуючим, тобто під впливом різних зовнішніх сил змінює своє положення у просторі. Переміщення льоду акваторією під сукупною дією різних сил називається *дрейфом*.

Знання переміщення льоду у просторі та у часі надзвичайно важливе при вирішенні великої кількості прикладних завдань. Насамперед знання

руху льоду, та його становища необхідна потреба мореплавання. Кораблі без додаткових кріплень корпусу не можуть витримати ударів об лід. Тому в морях з льодом їх шляхи прокладаються з урахуванням переміщень льоду.

Перевезення в полярних районах повністю залежать від льодових умов, і шляхи караванів суден у супроводі криголамів намічаються по ділянках з найлегшими льодовими умовами.

Для захисту різних портових конструкцій, нафтових вишок та інших споруд у морях так само потрібно вміти передбачати небезпечні зсуви льоду, щоб завчасно вжити відповідних захисних заходів.

М.М. Зубов отримав співвідношення між швидкістю дрейфу льоду U та баричним градієнтом

$$U = \frac{0,01}{2\omega\rho_E \sin \varphi} \frac{\partial p}{\partial n} \quad (4.43)$$

Сьогодні формула Зубова застосовуються при орієнтовній оцінці переміщення льодів далеко від берегів.

4.4.5 Характеристика крижаного покриву Світового океану. Поширення льоду

За тривалістю збереження льодового покриву та його походженню Назаров розділив акваторію Світового океану на шість зон (рис. 4.15):

1. Області, в яких *крижаний покрив присутній цілий рік*, незважаючи на деяке зменшення його згуртованості в теплий період – це Центральна частина Арктичного басейну, північні райони більшості морів Північного Льодовитого океану, моря Амундсена, Беллінсгаузена, Ведделла. У цій зоні взимку утворюється більше льоду, ніж встигає розтанути влітку, і оновлення крижаного покриву в результаті дрейфу та дії термічних факторів відбувається за кілька років.

2. Акваторії, на яких *льоди щороку змінюються*. Більшість із них встигає розтанути влітку, але за рахунок дрейфу в цій зоні влітку завжди можна зустріти льоди, – це Карське та Баренцове моря.

3. Зона з *сезонним крижаним покривом*, що утворюється щорічно в холодну пору року і повністю зникає внаслідок танення влітку, – це Охотське, Японське, Біле, Балтійське, Аральське, Каспійське та деякі інші моря. Хоча крижаний покрив у них буває щорічно, але тривалість його існування і площа можуть суттєво змінюватися рік у рік.

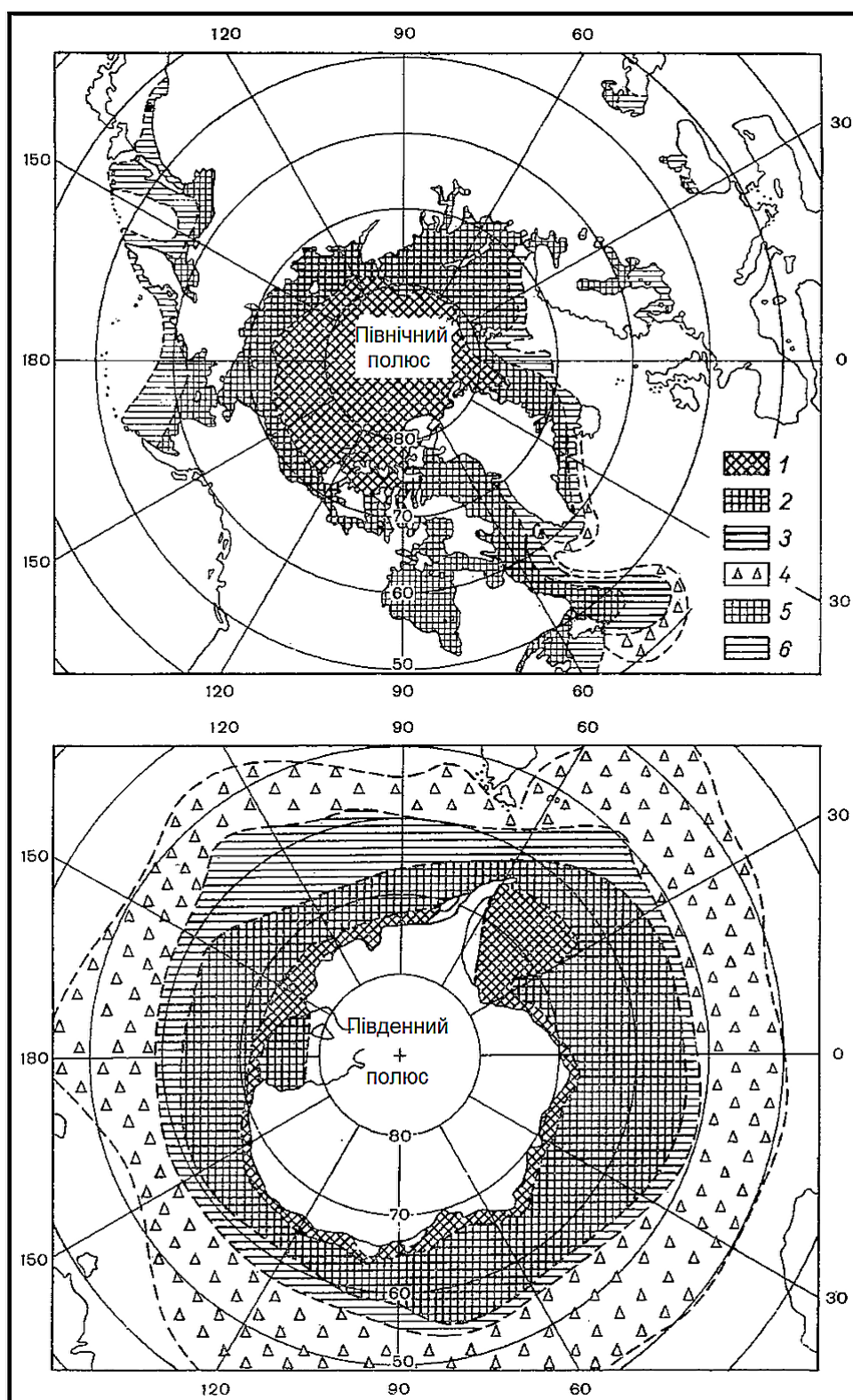


Рисунок 4.15 – Поширення морського льоду (по Бюделю та Нуссеру) [12].

1 – постійно протягом усього року; 2 – завжди або часто на рік; 3 – епізодично взимку та навесні; 4 – райони можливої зустрічі айсбергів; 5 – постійно взимку в морях; 6 – епізодично взимку в морях

4. Частини акваторії Світового океану, де льоди утворюються *тільки в дуже холодні зими*, – це Північне, Мармурове та Чорне моря.

5. Зона, в якій відзначається *крига, принесена з-за її меж*, – це Гренландське море, район Ньюфаундленду, велика частина Південного океану з включенням області поширення айсбергів. Взимку тут може утворитися лід, але маса його значно менша, ніж приноситься за рахунок дрейфу.

6. На решті більшої частини Світового океану льодів не буває.

Загальний обсяг морського льоду в період його максимального розвитку оцінюється в $25,5 \times 10^3 \text{ км}^3$ у північній півкулі та в $30 \times 10^3 \text{ км}^3$ у південному.

У північній півкулі максимальний розвиток льодів спостерігається в березні - квітні, коли середня їхня межа досягає 62° пн.ш. (без урахування південних морів). До кінця літа крижаний покрив зменшується і його межа відступає на північ. Айсберги виносяться до Атлантичного океану переважно Лабрадорським течією. Окремі айсберги сягають 35 і навіть 27° пн.ш.

У південній півкулі найбільше льоду у вересні, коли середня межа поширення морських льодів досягає 60° пд.ш., але в інші роки вона може зміщуватися на сотні кілометрів у той чи інший бік. Антарктичні льоди дрейфують із більшою, ніж арктичні льоди, швидкістю. Швидкість дрейфу в середньому 4-5 миль на добу, а в окремих випадках до 2 миль на годину. Основна маса морського антарктичного льоду дрейфує переважно на захід, відхиляючись на північ під впливом виступів берега, де крига потрапляє в Антарктичну циркумполярну течію (АЦТ). Дрейф антарктичних айсбергів загалом збігається з дрейфом морського льоду, але айсберги, майже не відхиляючись, можуть перетинати смугу західних вітрів і проникати разом із течіями далеко на північ, досягаючи у Тихому та Атлантичному океанах 33° пд.ш.

4.4.6 Вплив льодового покриву на обмін теплом між атмосферою та океаном

У зв'язку з інтенсивним дослідженням взаємодії атмосфери та океану велика увага приділяється крижаному покриву океану, як результату цієї взаємодії, що впливає на обмін енергією між рідкою та газовою оболонками нашої планети.

Спочатку основна увага зверталася на теплоізолюючий вплив льоду. Зазначалося, що у холодний період року крига перешкоджає охолодженню морів і океанів, тому що тепловіддача в атмосферу компенсується переважно теплотою кристалізації. У теплу пору року крижаний покрив послаблює прогрів води через свою високу відбивну здатність по

відношенню до короткохвильової радіації та через витрати тепла на танення льоду.

Пізніші дослідження відзначили суттєвий вплив льоду на густинну стратифікацію прикордонних шарів повітря і води, що прилягають до нього, з якою тісно пов'язані характер термодинамічних процесів, які протікають у прикордонних шарах, та умови обміну енергією.

При вивченні теплоізолюючого впливу льодового покриву прийнято виходити з рівняння теплового балансу поверхні льоду, або всієї його товщі і порівнювати складові балансу з їх значеннями для відкритої водної поверхні за тих же кліматичних умов.

Якщо брати до уваги теплозапас льоду, то рівняння теплового балансу льодового покриву та відкритої води визначається одними й тими самими складовими

$$R + \Phi_a + \mathcal{L}E + \Phi_T + L_k = 0, \quad (4.44)$$

де R – радіаційний баланс,

Φ_a – турбулентний теплообмін із атмосферою,

$\mathcal{L}E$ – витрати тепла на випаровування та приплив тепла конденсації,

Φ_T – теплообмін між поверхнею та нижчими шарами води,

L_k – теплота, що виділяється в результаті кристалізації води при утворенні льоду або витрачається на його танення.

З даних табл. 4.3 видно, що теплообмін між атмосферою та океаном при відкритій водній поверхні відрізняється від теплообміну при льодовому покриві. Якщо відповідно до наявних оцінок підлідне середньорічне значення Φ_T приблизно складає 8-13 кДж/(см²·рік), то з рівняння (4.44) випливає, що теплота L_k , пов'язана з утворенням та таненням льоду, дорівнює приблизно нулю, тепловтрати океану в атмосферу через багаторічні льоди складають 8-13 кДж/(см²·рік), що приблизно дорівнює потоку тепла від води.

Потік тепла в атмосферу з відкритих ділянок акваторій, що замерзають, майже на півтора порядку більше, ніж від льоду. Ці тепловтрати океану відбуваються в основному в холодну пору року і спричинені великим перепадом температури між водою та повітрям. У теплу пору року турбулентний теплообмін і випаровування як з поверхні крижаного покриву, так і з відкритої водної поверхні приблизно однакові.

Площа відкритої води у вигляді полинів і розводь у холодну пору року у Північному Льодовитому океані зазвичай становить близько 1 % площі акваторії, зайнятої льодами. Відповідно до оцінок теплообміну це означає, що з відкритої води атмосфера отримує приблизно таку ж кількість тепла, як і з поверхні решти океану.

Таблиця 4.3 – Теплообмін атмосфери з крижаним покривом та відкритою водною поверхнею в Центральній Арктиці кДж/(см²·міс)

Характеристика теплообміну	Місяці				Рік
	I	IV	VII	X	
Крижаний покрив					
Φ_a	5,0	1,3	-1,3	0,4	11,7
$\mathcal{L}E$	0	-0,4	-2,5	-0,8	-12,3
R	-9,2	7,1	6,7	-5,4	-7,2
Відкрита поверхня					
Φ_a	-92,0	-68,6	-1,3	-57,4	-671,6
$\mathcal{L}E$	-65,3	-48,5	-2,5	-40,6	-482,1
R	-39,7	0,8	48,5	-22,2	-33,6

Внаслідок дуже швидкого охолодження та ущільнення поверхневого шару води в районі з полином (міся з відсутністю льоду) виникає конвективна циркуляція, що значно збільшує інтенсивність теплового потоку з глибини до поверхні океану. На цих ділянках часто відзначається переохолодження води, але істотна частка тепловтрат компенсується за рахунок теплоти кристалізації, що виділяється при утворенні льоду.

Відповідно до даних табл. 4.3 загальний потік тепла в атмосферу з одиниці акваторії центрального району Арктики складає 20-25 кДж/(см²·рік). Якщо припустити, що половина тепла, що втрачається з ділянок відкритої води, компенсується теплотою кристалізації, то виявиться, що води центральної частини Північного Льодовитого океану втрачають у середньому 17-21 кДж/(см²·рік). Ця оцінка узгоджується з даними, отриманими на підставі обчислень щодо зміни теплозапасу води. Отже, охолодження вод по акваторії відбувається нерівномірно, незважаючи на те, що температура води, яка торкається льоду або повітря, однакова і дорівнює температурі замерзання. Незважаючи на малу площу відкритої води у льодах, охолодження океану наполовину відбувається через ці ділянки за рахунок суттєвого збільшення інтенсивності вертикального перемішування вод.

Щорічні зміни маси льодів становлять 37 000 км³, з яких утворюється і тане в північній півкулі 14 000 км³ та у південній 23 000 км³. Внаслідок таких грандіозних фазових перетворень вологи на поверхні океану поперемінно виникає то джерело, то стік тепла. Але в середньому в Північному Льодовитому океані утворюється льодів більше, ніж тане. Значна частина льодів виноситься в Атлантичний океан, створюючи постійний стік тепла за рахунок танення.

Про потужність цього своєрідного джерела тепла в Північному Льодовитому океані можна судити з того, що щорічний винос льодів з Арктичного басейну відповідає виділенню там такої кількості тепла, яка

становить 46 % усієї прибуткової частини балансу. Для порівняння можна вказати, що адвекція тепла атлантичними водами, що надходять, забезпечує 42 % прибуткової частини балансу.

Основна маса льодів утворюється в арктичних морях, де відбувається основна тепловіддача в атмосферу.

Сумарний потік тепла Φ , який визначається виразом

$$\Phi = R + \Phi_a + \mathcal{L} E, \quad (4.45)$$

через тонкий лід значно більше, ніж через товстий. Цей потік практично цілком обумовлюється теплотою кристалізації, а в товстому льоді в перехідні сезони деяку роль відіграє теплозапас льоду.

Крижаний покрив зменшує всі складові теплового балансу в порівнянні з відкритою водною поверхнею, діючи як своєрідний стабілізатор теплових потоків.

Через те, що при наростанні морського льоду відбувається осолонення підлідної води та зростання товщини шару конвективного перемішування, то залучення нових, як правило, тепліших шарів води призводить до додаткового припливу тепла Φ_T . Таким чином, лід впливає на теплообмін у верхньому шарі океану.

Великий потік тепла через лід робить опалювальний вплив на повітря, що прилягає до нього.

У холодну пору року потік тепла за рахунок Φ_T і L_k такий, що забезпечує прогрів нижнього шару повітря за добу над тонким шаром льоду 3-7° С, а над паковим льодом на 1-2° С. Якщо потік океанічного тепла $\Phi_T \approx 1$ кДж/(см²·міс), то в результаті його впливу прогрів нижнього шару повітря за добу становить приблизно 1° С. Наявність такого зв'язку між потоком океанічного тепла та температурою повітря відзначено і статистично. Потік тепла через лід компенсує значну частину променистих втрат. Цим пояснюється відсутність узимку в Арктиці таких низьких температур, які бувають в Антарктиді.

Влітку тепле повітря, що надходить на море, трансформується набагато швидше, ніж узимку, через те, що температура льоду не буває вищою 0° С. У цьому випадку вже на відстані кількох сотень метрів від берега зміна температури повітря на рівні метеорологічної будки сягає 20 % її значення на березі.

З віддалення від поверхні льоду вплив радіаційного балансу та потоку тепла, що проходить через лід, на температуру повітря слабшає.

Основна кількість тепла, що надходить у Північний Льодовитий океан у теплий період року від Сонця та з атмосфери, витрачається на танення льоду. У воду проникає лише близько 5-10 % короткохвильової радіації, що надходить у лід.

Якщо рівняння балансу тепла на поверхні моря представити у вигляді

$$\Phi_T = \mu_0 T_w - \Pi, \quad (4.46)$$

де T_w – температура води,

μ_0, Π – функції метеорологічних елементів.

Та зміна температури води в розпрісненому шарі, вважаючи його гомогенним по вертикалі, визначається виразом

$$\Delta T_w = \frac{1}{c_w \rho_w h_0} \int_0^t \left(\Phi_T \Big|_{z=h_0} - \mu_0 T_w + \Pi \right) dt, \quad (4.47)$$

де h_0 – поверхня океану,

c_w – теплоємність води,

ρ_w – густина води.

Чим сильніше відбувається танення льоду, тим краще виражений квазіоднорідний шар, слабший теплообмін з нижчележачими шарами, більше нагріваються поверхневі води, але більша віддача тепла в атмосферу. Таким чином, навіть після танення льоду послаблюється прогрів моря.

Теплі води, перешкоджаючи перемішуванню та надходженню тепла з глибинних шарів до поверхні в період охолодження моря, сприяють швидкій втраті накопиченого влітку запасу тепла у верхньому шарі та новому утворенню льоду.

Особливості перетворення льодом теплової енергії, що надходить до нього, виявляються не тільки в зміні його маси і в термодинамічного стану прилеглих шарів повітря і води, а й поширюється за межі цих шарів. Досить зазначити, що при стійкої стратифікації повітря над крижаної поверхнею тепла трансформація поширюється протягом доби на висоту до 2-3 км, а конвекція, викликана осолоненням води при наростанні товщі льоду, у багатьох випадках досягає дна. Незважаючи на наявність льоду, океан має опалювальний вплив на атмосферу. Чим менша товщина льоду, тим більша кількість тепла надходить в атмосферу. Ще більше тепла надходить із відкритої води. Безперечно, що при акріогенних умовах клімат, принаймні, полярних широт, не був би таким суворим, як нині. Питання полягає в тому, наскільки можливим є існування таких умов. Якою мірою, відповідь на нього можна отримати, вивчаючи тепловий баланс крижаного покриву і визначаючи його рівноважну товщину.

4.5 Питання для самоперевірки

1. Перерахуйте складові теплового балансу океану?
2. У рівнянні теплового балансу, який знак приписують потокам тепла, спрямованим в океан які підвищують його тепловміст?
3. Від яких факторів залежить інтенсивність турбулентного обміну в атмосфері?
4. При випаровуванні з поверхні океану, він отримує чи втрачає тепло?
5. Які існують особливості в просторовому розподілі випаровування з поверхні Світового океану?
6. Як впливає на теплообмін між океаном та атмосферою адвекція тепла течіями?
7. Які основні властивості поверхневого мікрос шару океану? Які функції він виконує?
8. Що таке термоклин, та як він формується?
9. Перерахуйте види конвекції в атмосфері?
10. Опишіть процес формування елементарного конвективного осередку.
11. Які умови потрібні для розвитку конвекції у верхньому шарі океану?
12. Як впливає випаровування вологи з поверхні океану на товщину шару конвективного перемішування?
13. Що таке пікноклін?
14. Що викликає термохалінну циркуляцію у водах Світового океану? Що таке термохалінна катастрофа?
15. Як впливає утворення льоду на солоність поверхневих вод і як наслідок на розвиток конвекції?
16. Який розподіл солоності у шарі льоду?
17. Як льодовий покрив впливає на теплообмін між океаном та атмосферою?
18. Які відмінності у холодний та теплий період року надає льодовий покрив на теплообмін між океаном та атмосферою?

5 ВЗАЄМОДІЯ ПРИКОРДОННИХ ШАРІВ ОКЕАНУ ТА АТМОСФЕРИ

5.1 Структура планетарного прикордонного шару океану та атмосфери

5.1.1 Планетарний прикордонний шар, та його складові

Під прикордонними шарами у природі розуміються:

- приземний та приводний шар атмосфери;
- приповерхневий шар океану;
- придонний шар океану.

При цьому приймається умова, що вплив тертя в цих шарах о підстильні поверхні настільки велике, що можна в порівнянні з ним знехтувати впливом відхиляючої сили обертання Землі (сили Коріоліса) на динаміку течій.

За ознакою взаємодії атмосфери з підстильною поверхнею в атмосфері виділяють *прикордонний шар* (шар тертя) і *вільну атмосферу*. У прикордонному шарі (висотою до 1-1,5 км) на характер руху великий вплив має підстильна поверхня і сили турбулентного тертя. У цьому шарі добре виражені добові зміни метеорологічних елементів, а швидкість вітру, як правило, зростає вгору за величиною та повертає вправо у напрямку.

Усередині прикордонного шару виділяють приземний шар атмосфери (висотою 50-100 м), в межах якого турбулентні потоки тепла, водяної пари та напругу турбулентного тертя можна з достатнім ступенем точності вважати постійними (не залежними від висоти). У вільній атмосфері (понад 1-1,5 км) у першому наближенні силами турбулентного тертя можна знехтувати і вважати вітер близьким до градієнтного.

Напрямок вітру в приводному шарі по суті завжди постійний з висотою внаслідок великого турбулентного обміну кількістю руху. Якщо все ж таки зміна відбувається, то під впливом повітряного потоку, що рухається на вищих рівнях і з відставанням від нього через гальмуючий вплив сили тертя.

Причина докладнішої уваги до процесів, що відбуваються в прикордонному, особливо в приводному шарі, полягає в тому, що якщо над сушею в межах прикордонного шару основна частина кінетичної енергії переходить у тепло саме в цьому шарі, то над Світовим океаном турбулентний вітер, впливаючи на водну поверхню, зумовлює інтенсивну передачу кінетичної енергії повітряних потоків безпосередньо

поверхневому шару океанських вод. Тому існуючий режим турбулентності в приводному шарі та локальні впливи його на водну поверхню в масштабі Світового океану є першоосною в обміні енергією між гідросферою та атмосферою.

За характером розподілу гідрологічних елементів у верхньому шарі океану виділяють так званий *діяльний шар*, у межах якого простежуються сезонні зміни температури, солоності та густини, які поширюються до глибини в кілька сотень метрів, особливо в районах з добре розвиненою зимовою конвекцією.

У самому діяльному шарі виділяють *поверхневий шар*, в якому температура, солоність і щільність із глибиною майже не змінюються і який називається *квaziоднорідний шар*.

Нижче квaziоднорідного шару розташовується шар із підвищеними градієнтами гідрологічних елементів, у тому числі найбільші абсолютні значення зазвичай має температура. Цей шар має суттєві сезонні варіації, а тому називається *сезонним термоклин*. Нижня його межа приймається за глибину поширення діяльного шару та визначається як рівень, на якому температура води має сезонні коливання, які не перевищують якогось заданого значення. Зазвичай це 10 % амплітуди сезонного ходу температури води на поверхні океану. Як правило, на цьому горизонті практично відсутні сезонні коливання солоності води та щільності.

Іншими словами, вище приводного шару атмосфери і нижче приповерхневого шару океану лежать спочатку так званий *"екманівський шар тертя"*, а за ним так званий *"геострофічний шар"* – як в атмосфері, так і в океані. Така *"шарувата"* структура атмосфери та океану представляє дзеркальне відображення щодо поверхні моря.

При великомасштабному тепло- і вологообміні приводний шар повітря і супутній йому приповерхневий шар води «укладені» в систему прикордонних шарів атмосфери і океану, структура якої змінюється в залежності від умов, що складаються на зовнішніх межах цих шарів. Як було сказано вище, товщина першого з них у турбулентній атмосфері – приблизно кілька сотень метрів; товщина другого (діяльного) становить 200-300 м. Верхня частина діяльного шару океану протягом року є турбулізованою зимою, нижні межі якої відповідають області критичних значень числа Річардсона ($Ri_{кр} = const$).

У прикордонних шарах атмосфери і океану, що становлять також єдину систему, особливо у першому, мають місце процеси тепло- і вологообміну, але вже у більших масштабах. Однак наслідки дрібномасштабної взаємодії, що відбувається біля самої поверхні океану, відображаються у всій ефективній товщині земної атмосфери, що становить близько 10 км, і океану – на середню глибину приблизно 4 км.

Планетарним прикордонним шаром (ППШ) називається область течії в газоподібній і рідкій оболонках планети, що обертається, яка

утворюється в результаті спільної дії сил градієнта тиску, турбулентного тертя і Коріоліса.

Для системи двох ППШ зовнішніми параметрами є такі характеристики:

– метеорологічні (швидкість геострофічного вітру, температура, масова частка вологи та результуючий потік радіації) на верхній межі прикордонного шару атмосфери,

– гідрологічні (швидкість геострофічної течії, температура та солоність) на нижній межі прикордонного шару океану.

Саме ці параметри визначають ту чи іншу структуру системи ППШ, умови на поверхні розділу та внутрішні зв'язки між окремими елементами.

Перелічені вище зовнішні параметри, у свою чергу, визначаються процесами взаємодії прикордонного шару атмосфери з вільною атмосферою та прикордонного шару океану з глибинними шарами. Однак оскільки турбулентні потоки різних субстанцій у міру віддалення від поверхні розділу двох середовищ зменшуються і на зовнішньому кордоні ППШ звертаються в нуль, то взаємозв'язок між прикордонними шарами, вільною атмосферою та глибинними шарами океану здійснюється не за рахунок турбулентного перенесення, а за рахунок процесів іншого походження.

Сполучними ланками в системі прикордонний шар атмосфери - вільна атмосфера та прикордонний шар океану - глибинні шари служать упорядковані вертикальні рухи та проникнення турбулентності у сусідню нетурбулентну область (залучення). Слід мати на увазі також, що час адаптації полів швидкості в системі ППШ набагато менше, ніж у вільній атмосфері і тим більше у глибинних шарах океану. Тому при дослідженні динаміки двох ППШ їх виділення із системи океан - атмосфера та подальший розгляд без урахування механізмів зворотних зв'язків із вільною атмосферою та з глибинними шарами океану у ряді випадків виявляється виправданим. У цьому сенсі говорять про відому автономність системи прикордонних шарів атмосфери та океану.

Введемо складові середньої швидкості u , v та швидкості геострофічної течії

$$U_g = -\frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = G \cos \alpha, \quad V_g = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = G \sin \alpha, \quad (5.1)$$

де G – модуль швидкості геострофічної течії,

α – кут між ізобарою та віссю x ,

p і ρ – середній тиск та густина,

f – параметр Коріоліса,

x , y – осі декартової системи координат.

Визначимо товщину h_E планетарного прикордонного шару так, щоб відносне відхилення середньої швидкості від геострофічної на рівні $z = h_E$ не перевищувало деякого наперед заданого значення δ , тобто

$$\frac{1}{G} \sqrt{\left[(U_g - u)^2 + (V_g - v)^2 \right]_{z=h_E}} \leq \delta. \quad (5.2)$$

Тоді, враховуючи, що вертикальний масштаб ППШ має залежати від швидкості тертя u_* та параметра Коріоліса f , на підставі міркувань розмірності отримуємо формулу Россбі - Монтгомері

$$h_E = \frac{\gamma u_*}{|f|}, \quad (5.3)$$

де γ – безрозмірний множник, який варіює, за даними різних авторів, в межах від 0,1 до 0,4. При $\gamma = 0,4$ (для атмосфери це значення γ відповідає $\delta \approx 20\%$) товщина ППШ становить у помірних широтах близько 1000 м, що значно менше товщини тропосфери.

Ця оцінка орієнтовна, оскільки не враховує особливості структури ППШ, зумовлені впливом стратифікації. У цьому доречно нагадати, що є два види турбулентності – *динамічна* і *конвективна*, – які породжуються відповідно роботою напруг Рейнольдса⁶ і роботою сил плавучості. У приземному шарі атмосфери перша переважає при сильному вітрі, друга – при сильному нагріванні підстильної поверхні. У міру віддалення від підстильної поверхні динамічна турбулентність зменшується швидше за конвективну, внаслідок чого саме конвективна турбулентність визначає товщину ППШ над сушею. У цьому випадку верхня межа ППШ ототожнюється з нижньою межею шару висотної інверсії, до якої поширюється нагрівання атмосфери.

При стратифікації, відмінної від нейтральної, структура ППШ має визначатися тими самими параметрами u_* , $\frac{H}{\rho c_p}$ і β , що і структури приземного шару, з тим лише винятком, що тепер до них додається параметр Коріоліса f . З цього набору, крім масштабу довжини Моніна - Обухова⁷ L , можна скласти ще один масштаб довжини

$$\lambda = \frac{\kappa u_*}{|f|}, \quad (5.4)$$

(тут постійна Кармана κ введена для зручності) та безрозмірну комбінацію

⁶ В'язкі напруги у разі турбулентної в'язкості; величини, що виражають перенесення кількості руху внаслідок турбулентних рухів у рідині

⁷ Параметр, що має розмірність довжини, визначає вплив плавучості на турбулентні потоки, переважно в нижній частині прикордонного шару атмосфери

$$\mu_0 = \frac{\lambda}{L} = \kappa^2 \beta \frac{H}{|f|u_*^2}, \quad (5.5)$$

яка має сенс безрозмірного параметра стратифікації. Отже,

$$h_E = \frac{\gamma u_*}{|f|} \psi(\mu_0), \quad (5.6)$$

де $\psi(\mu_0)$ – універсальна функція, що дорівнює 1 при нейтральній стратифікації ($\mu_0 = 0$).

В інтервалі висот від $0,8h_E$ до $1,2h_E$ розташовується *шар втягування* – проміжний шар між ППШ та вільною атмосферою. Структура цього шару визначається швидкістю залучення, яке характеризує інтенсивність проникнення турбулентності із шару вільної конвекції в нетурбулентну інверсійну область, гідростатичною стійкістю останньої та умовами у вільній атмосфері.

Підкреслимо, що багат шарова структура властива головним чином конвективному ППШ над сушею, типова товщина якого перевищує масштаб довжини Моніна - Обухова в 50100 разів. Над океаном відношення h_E/L зазвичай набагато менше (крім, мабуть, областей утворення холодних глибинних вод у Норвезькому та Гренладському морях та море Ведела). У подібній ситуації можливість нехтування динамічною турбулентністю і, отже, виключення з числа параметрів, що визначають структуру шару вільної конвекції та перемішаного шару, динамічної швидкості u_* викликає сумнів. Сумніви можна розв'язати лише одним способом – перейти до опису конвективного ППШ над океаном у рамках більш загального підходу, зберігши серед визначальних параметрів u_* і h_E .

В умовах сильно стійкої стратифікації товщина шару, охопленого турбулентністю динамічного походження, становить близько 100 м. Вище розташовується шар, у формуванні структури якого помітну роль відіграє радіаційний приплив тепла, створюваний довгохвильовим випромінюванням від підстильної поверхні та прилеглого до неї нижнього шару. Тому якщо ототожнити товщину ППШ із товщиною шару приземної інверсії, то вона може виявитися набагато більшою, ніж вертикальна довжина шару переважання динамічної турбулентності.

5.1.2 Вплив атмосфери на будову океанічного прикордонного шару

Як було сказано вище, верхній шар океану складається з діяльного шару, в якому простежуються сезонні зміни температури, солоності та густини, та в якому виділяють квазіоднорідний шар, де ці елементи майже

не змінюються з глибиною. Нижче квазіоднорідного шару розташований шар підвищених градієнтів гідрологічних елементів званий термокліном.

Описана схема будови діяльного шару океану досить груба, тому як на тлі сезонних змін температури та солоності мають місце дрібніші збурювання, обумовлені як впливом атмосферного синоптичного або дрібнішого просторово-часового масштабу, так і нестійкістю саме океанічних процесів, або впливом внутрішніх хвиль (про хвильові процеси в океані мова піде в п. 5.3). В даний час ще не всі механізми настільки вивчені, що вони могли бути описаними аналітично і враховані при розгляді прикордонного шару.

В результаті динамічного та теплового впливу атмосфери на океан його верхній шар практично завжди знаходиться в турбулізованому стані. Прийнято розрізняти два види турбулентного перемішування: *динамічне* та *конвективне*. Перше виникає при впливі вітру на океанічну поверхню і має джерелом енергію хвиль і дрейфових течій. Воно буває при великому діапазоні змін густинної стратифікації. Друге може відбуватися за відсутності динамічного впливу атмосфери на океан, але обов'язковою умовою має бути нестійкість його густинної стратифікації.

Дослідження мікроструктури океану показали, що навіть за стійкої в середньому стратифікації виникають окремі області розміром від доль метра до кількох метрів по вертикалі, в яких відбувається мікроконвекція. Часто при статистичному осередненні прояв такої конвекції також сприймається як турбулентність. Навіть у верхньому шарі океану турбулентне перемішування не завжди ізотропне. Зафіксовані в результаті спостережень порівняно однорідні шари води згаданої вище товщини та з горизонтальною довжиною від доль кілометра до десятків кілометрів які не розмиваються дифузією принаймні протягом десятків хвилин, а то й годин. Таке перемежування турбулентних ділянок з ламінарними істотно ускладнює вираз інтенсивності турбулентного перемішування через середні значення гідрологічних елементів.

Специфіка генерації турбулентності у верхньому шарі океану по відношенню до приводного шару атмосфери полягає в надзвичайно великій турбулізуючій дії поверхневих вітрових хвиль. Внаслідок цього характер турбулентності виявляється мало схожим на структуру турбулентності повітря в приводному шарі.

У верхньому шарі океану, на який поширюється хвилювання, флуктуаційна частина поля швидкості зазвичай поділяється на збурення, зумовлені орбітальним рухом частинок рідини і суто турбулентні неупорядковані пульсації. Оцінку перерозподілу енергії вітру між хвилями і дрейфовою течією, а також ролі взаємодії «упорядкованих» хвильових пульсацій швидкості та неупорядкованих флуктуацій, що виникають за рахунок зсуву швидкості в дрейфовій течії, зробив Китайгородський на спрощеному прикладі горизонтально-однорідної течії в нейтрально

стратифікованому океані. В цьому випадку рівняння балансу енергії турбулентності записувалося як

$$\overline{u'w'} \frac{du}{dz} - \frac{d}{dz} (\overline{\mathcal{E}'w'}) = \varepsilon, \quad (5.7)$$

де

$$\varepsilon = 2\kappa_V \left[\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial z}\right)^2} + \frac{1}{2} \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial x} + \frac{\partial u'}{\partial z}\right)^2} \right]$$

ε – швидкість дисипації флуктуаційної енергії,

$\mathcal{E}' = \frac{1}{2}(u'^2 + w'^2)$ – питома енергія флуктуаційного руху.

Період опосередкування приймається багатом більшим за характерний період вітрових хвиль і тому пульсації горизонтальної u' та вертикальної w' складових швидкості руху води містять як хвильові флуктуації u'_λ і w'_λ , так і турбулентні u'_V і w'_V . Таким чином

$$\begin{cases} u' = u'_\lambda + u'_V; \\ w' = w'_\lambda + w'_V. \end{cases} \quad (5.8)$$

Представлення пульсацій швидкостей у рівнянні (5.7) у вигляді сум (5.8) та урахування того, що хвильовий рух дуже близький до потенціального та хвильові пульсації виражаються через потенціал швидкості ψ

$$u'_\lambda = \frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad w'_\lambda = \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad (5.9)$$

приводять рівняння балансу енергії турбулентності до виду, в якому містяться флуктуації різного походження: хвильові, позначені індексом λ , турбулентні, позначені індексом V та змішані

$$\begin{aligned} -\overline{u'_V w'_V} \frac{du}{dz} - \frac{d}{dz} (\overline{\mathcal{E}'_V w'_V}) - \varepsilon_V = \varepsilon_\lambda + \varepsilon_{V\lambda} + \frac{d}{dz} (\overline{\mathcal{E}' w'})_{V\lambda} + \\ + (\overline{u'_\lambda w'_V} + \overline{w'_\lambda u'_V}) \frac{du}{dz}. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Оцінка порядку значень членів щодо характерних масштабів турбулентних збурень l , розмірів хвиль λ та параметрів пульсацій

$$\sqrt{\overline{(u'_V)^2}} \sim \sqrt{\overline{(w'_V)^2}} \sim \sigma_V,$$

$$\sqrt{\overline{(u'_\lambda)^2}} \sim \sqrt{\overline{(w'_\lambda)^2}} = \sigma_\lambda$$

дає співвідношення дисипативних членів

$$\frac{\varepsilon_{V\lambda}}{\varepsilon_V} \sim \left(\frac{\sigma_\lambda}{\sigma_V}\right)^2 Re_\lambda^{-1}. \quad (5.11)$$

Число Рейнольдса для хвильового руху $Re_\lambda = \frac{\sigma_\lambda \lambda}{\nu_V}$ становить величину порядку 10^6 , тому при значеннях, які звичайно зустрічаються σ_λ і σ_V дисипація $\varepsilon_{V\lambda}$ істотно менше ε_V . Також за оцінкою Китайгородського в'язка дисипація енергії хвильового руху ε_λ істотно менше ε_V .

Аналогічно оцінюються члени рівняння (5.10), які описують дифузію енергії турбулентності. При використанні гіпотези про те, що приплив енергії з потенціальних хвиль до дрібномасштабної турбулентності малий, він отримав для глибин нижче улоговин хвиль

$$\overline{(\mathcal{E}' w')_{V\lambda}} \ll \overline{\mathcal{E}'_V w'_V}. \quad (5.12)$$

Нарешті, напруга тертя за рахунок взаємодії пульсацій хвильового та суто турбулентного походження $\tau_{V\lambda}$, що міститься в останньому члені правої частини рівняння (5.10) дуже швидко зменшується. Визначений за результатами спостережень при відсутності обвалення хвиль коефіцієнт кореляції між w' і u' вже на глибині 5-6 м практично дорівнює нулю. Це свідчить про те, що хвильові складові швидкості, які періодично змінюються, на цій глибині дають малий внесок у загальні пульсації. Тому зазвичай вважається, що генерація енергії турбулентності хвилями відбувається у порівняно тонкому поверхневому шарі океану, а в глибину вона поширюється звичайною дифузією. Взаємний спектр хвильових і турбулентних пульсацій має досить вузьку область високих значень, зосереджених в області максимуму спектра хвиль, а за його межами швидко зменшується.

Таким чином, при використанні умови потенціальності руху рідини в хвилях, їх вплив на турбулентне перемішування верхнього шару океану глибше впадин хвиль виявляється не сильним. Тому в рівнянні балансу енергії турбулентності (5.10) можна опустити всі члени, що містяться в його правій частині, які описують генерацію, дисипацію і дифузію енергії турбулентності хвильовими і хвильово-турбулентними флуктуаціями швидкостей. Потрібно лише мати на увазі, що дуже інтенсивне джерело

турбулентності виникає на поверхні океану при обрушенні хвиль, але воно зазвичай враховується як зовнішня крайова умова рівняння балансу енергії турбулентності. У зв'язку з малим турбулізуючим впливом орбітальних швидкостей у хвилі виникає потреба в оцінці тієї енергії вітру, яка безпосередньо передається дрейфовій течії та генерує дрібномасштабну турбулентність. Енергія, що передається вітром океану, в одиницю часу може представлятися у вигляді суми двох доданків: нормальної частини, що передається в основному гравітаційним хвилям, і дотичної до поверхні океану частини, що витрачається в основному на утворення течій. Енергія, що передається вітром хвилі, зростає зі збільшенням частоти ω_0 максимуму в спектрі хвиль і вона істотно більша за ту, яка передається течії.

Хвилі порівняно слабо турбулізують верхній шар океану і потік енергії, що передається в основному гравітаційним хвилям, витрачається в основному на підтримку самих хвиль, то при перекиданні та руйнуванні хвиль ця енергія переходить в енергію турбулентності практично на самій океанічній поверхні і далі дифундує вглиб.

У середньому спектральна густина пульсацій швидкості течії $S_V(k)$ та температури $S_T(k)$ залежить від швидкості дисипації турбулентної енергії ε , швидкості вирівнювання неоднорідностей температурного поля ε_T та хвильового числа k

$$S_V(k) = a_1 \sqrt[3]{\frac{\varepsilon^2}{k^5}},$$

$$S_T(k) = \frac{a_2 \varepsilon_T}{\sqrt[3]{\varepsilon k^5}},$$
(5.13)

де $a_1 \approx 1,4$; $a_2 \approx 1,1$ – експериментально визначені константи,
 k – хвильове число.

Розмір енергонесучих вихорів l інерційного інтервалу спектра дрібномасштабної турбулентності змінюється в невеликих межах. Їх мінімальні значення визначаються розмірами, на яких проявляється в'язка дисипація

$$l_1 = \sqrt[4]{\frac{\kappa_V^3}{\varepsilon}},$$
(5.14)

а максимальні – умовами переважаючого впливу архімедової сили

$$l_2 = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon^5}{\varepsilon_T^3}} \sqrt{\beta_T^3},$$
(5.15)

де β_T – параметр плавучості.

Для реально можливих умов океану l_1 не перевищує сантиметра, а l_2 може досягати кількох десятків метрів.

Наведені формули для спектрів швидкості та температури, перша з яких носить назву закону Колмогорова, а друга – закону Обухова-Корсіна, дозволяють за обчисленими на основі вимірювань пульсацій швидкості течії та температури спектральним густинам $S_V(k)$ і $S_T(k)$ визначити значення ε і ε_T . При порівняно великих градієнтах швидкостей течії, які мають місце в поверхневому шарі океану, характерні значення ε знаходяться в межах 10^{-3} - 10^{-1} $\text{см}^2/\text{с}^3$, а ε_T – в межах 10^{-8} - 10^{-5} $\text{K}^2/\text{с}$. Швидкість вирівнювання неоднорідностей поля солоності ε_S дещо менша, ніж ε_T і складає 10^{-7} - 10^{-8} $(\text{‰})^2/\text{с}$. У районах зі слабкою течією і хвилюванням перелічені характеристики турбулентності дещо менші від відмічених значень.

Залежність коефіцієнта турбулентного обміну від масштабу вихорів описується формулою Обухова

$$K_V = a_3 \sqrt[3]{\varepsilon l^4},$$

де $a_3 \approx 0,1$ отримана за експериментальними даними.

Масштаб турбулентності l пов'язаний з хвильовим числом k співвідношенням $l = 2\pi/k$. Звичайно, він змінюється від l_1 до l_2 . Тому при оцінках коефіцієнта турбулентного обміну використовується або l в області максимуму спектральної густини, або середнє вагове значення l .

За відсутності даних про спектральну густину пульсацій гідрологічних елементів коефіцієнт турбулентного обміну виражається через кінетичну енергію турбулентності

$$K_V(l) = l \sqrt{\overline{\varepsilon}}. \quad (5.16)$$

Характерний масштаб турбулентності в цьому випадку найчастіше визначається за напівемпіричною формулою Кармана як функція градієнтів середньої швидкості течії

$$l = \kappa \left| \varphi \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^{-1} \right|, \quad (5.17)$$

де

$$\varphi = \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2.$$

При суттєвій густинній стратифікації формулу Кармана видозмінюють, додаючи до неї градієнт густини.

Атмосфера впливає на інтенсивність турбулентного перемішування океану не тільки шляхом передачі йому тільки що розглянутої механічної енергії, а й через обмін теплом і вологою, у результаті якого в океані виникає відповідна архімедова сила. У стійко стратифікованому океані вона ускладнює перемішування, а при нестійкій стратифікації – збільшує інтенсивність перемішування, аж до переходу в конвекцію. Від стратифікації залежить спектр океанічної турбулентності та для його опису формули (5.13) не підходять. Сукупний вплив вітру та стратифікації на турбулентне перемішування у верхньому шарі океану призводить до сильної мінливості профілю коефіцієнта турбулентного обміну як у просторі, так і в часі. При штильових умовах через сили поверхневого натягу води K_V біля поверхні зменшується до значень молекулярного обміну $\kappa_V = 10^{-2}$ см²/с, а при штормі в результаті турбулізуючої дії хвиль, які перекидаються, K_V зростає до 10³ см²/с. Тому при штилі або слабкому вітрі, зазвичай, відбувається зростання коефіцієнта турбулентності з глибиною до деякого горизонту, а при сильному вітрі – зменшення.

Причому характер їхньої зміни по вертикалі в кожному випадку свій і будь-які залежності цієї зміни $K_V(z)$ від зовнішніх факторів ще не отримано.

Ще слабше вивчено інтенсивність турбулентної температуропровідності K_T та дифузії солей K_S в океані. Їх значення у верхньому шарі океану як і K_V залежить від вітру, тепло- та вологообміну з атмосферою, але повністю збігу між коефіцієнтами в'язкості та дифузії тепла і солей немає.

5.2 Передача механічного впливу вітру водної поверхні

Вплив атмосфери на підстильну поверхню може бути надано двома різними шляхами. Один шлях – вплив на нерівності поверхні, пов'язаний з різницею тисків по різні боки від них. Інший – в'язка напруга. Нерівності поверхні, на які впливає атмосфера, можуть мати різні масштаби – від гір, подібних до Гімалаям, до дерев, стебел трав і хвиль на поверхні океану. Якщо нерівності поверхні досить малі (як у разі океану), то діюча на них сила в розрахунку на одиницю площі додається до в'язкої напруги і називається *поверхневою напругою* або *напругою вітру*.

Через напругу вітру відбувається передача поверхневим шарам води кінетичної енергії від атмосфери. При дії вітру виникає шорсткість

океанічної поверхні – вітрові хвилі, внаслідок чого й відбувається його гальмування, причому гальмування тим більше, чим сильніший вітер. Однак швидкість вітру не перетворюється на нуль на поверхні розділу двох середовищ, як це відбувається на суші, а дорівнює швидкості дрейфової течії, викликаної вітром. Внаслідок цього змінна шорсткість океану впливає на епюру швидкості вітру і тим самим на потік імпульсу. Оцінка потоку імпульсу буде розглянута докладніше у Розділі 6.

5.3 Хвильові процеси в атмосфері та в океані в результаті їх взаємодії

Незважаючи на те, що дати загальне та точне визначення хвильового процесу важко. Вважатимемо хвильовими спеціальний клас нестационарних рухів, які характеризуються періодичністю у просторі та в часі (загалом). Відповідні поля метеорологічних та океанологічних елементів, як правило, можна записати у формі ряду Фур'є. Виникнення коливальних рухів в атмосфері та океані є або наслідком зовнішнього впливу, що періодично змінюється (наприклад, припливні хвилі), або результатом еволюції невеликих збурень, які накладаються на певний вихідний стан. Його зазвичай називають основним станом та припускають відомим. Якщо виникнення хвильових рухів під впливом періодичної зовнішньої сили видається досить яким, принаймні якісно, то механізм хвильових процесів, які є еволюцією тих чи інших збурень усередині самої системи, менш очевидний.

5.3.1 Класифікація хвильових рухів

В атмосфері та океані спостерігається винятково велика різноманітність хвильових рухів, що обумовлено впливом сил різного походження.

У реальних умовах сили, як правило, мають нерегулярний характер. Крім того, внаслідок нелінійності хвильових рухів відбувається обмін енергією між хвилями різних масштабів та походження, а також між хвилями та рухом атмосфери нехвильового типу (наприклад, зональним потоком). Хвилі, що виникли під дією тих чи інших сил, або загасають під впливом сил в'язкості, або стають динамічно нестійкими, що трансформуються в турбулентні вихори різних масштабів. Внаслідок цього хвильові рухи в атмосфері мають виключно складний характер. З цієї причини все більше поширення набуває імовірнісно-статистичний підхід до опису хвильових рухів різних просторово-часових масштабів [20].

Однак як при гідродинамічному, так і статистичному моделюванні основне значення зберігають уявлення про основні хвильові рухи.

Залежно від переважаючої ролі тієї чи іншої сили у виникненні хвильового руху, всі хвилі прийнято ділити на чотири класи. При цьому виявляється, що в різних класах хвиль суттєво різне співвідношення між періодом хвилі P та періодом інерційних коливань P_ϕ . Останній є періодом, з яким обертається горизонтальна площина на широті ϕ навколо вертикалі (період коливань маятника). Оскільки на широті ϕ вертикальна, складова w_z кутовий швидкості обертання Землі ω дорівнює $w_z = \omega \sin \phi$, то період обертання горизонтальної площини на широті ϕ

$$P_\phi = \frac{2\pi}{\omega_z} = \frac{2\pi}{\omega \sin \phi} = \frac{P_c}{\sin \phi}, \quad (5.18)$$

де $P_c = \frac{2\pi}{\omega}$ – період добового обертання Землі.

Перший клас хвильових рухів прийнято називати **гравітаційними хвилями**, у формуванні яких домінуючу роль відіграє сила тяжіння. У цьому період хвилі значно менше періоду інерційних коливань ($P \ll P_\phi$).

Другий клас складають **інерційно-гравітаційні хвилі**, у формуванні яких визначальний внесок вносять сила тяжіння і відхиляюча сила обертання Землі (інерційна коріолісова сила). Період таких хвиль не перевищує періоду інерційних коливань ($P \leq P_\phi$).

Хвилі першого та другого класів широко поширені в атмосфері та океані. Вони виникають у шарах із різкою зміною вертикального градієнта температури (зокрема, в інверсійних шарах), швидкості вітрів та вологості повітря. Такі самі хвилі формуються під впливом неоднорідностей земної поверхні (насамперед гір і височин, а також термічних неоднорідностей). Хвилі цих класів істотно впливають на структуру хмарних полів.

До третього класу належать **інерційні** чи **гіроскопічні хвилі**. Визначальною силою хвильових рухів цього класу виступає коріолісова сила. Період цих хвиль близький до P_ϕ ($P \approx P_\phi$).

В атмосфері винятково велика роль **планетарних хвиль** (або **хвиль Россбі-Блінової**), що становлять четвертий клас. У формуванні цих хвиль визначальний внесок вносять ефекти, зумовлені обертанням (коріолісова сила) та сферичністю Землі.

У кожному з названих класів виділяють два види хвиль. Перший вид – це **баротропні хвилі**, які формуються у середовищі з постійною густиною. Характеристики баротропних хвиль не залежать, зокрема, від розподілу густини повітря за висотою. Баротропні хвилі нерідко називають також **поверхневими хвилями**, оскільки їхня амплітуда максимальна поблизу поверхні, на якій знаходиться збуджуюче хвилю джерело. Зі збільшенням відстані від джерела амплітуда хвилі зменшується приблизно за експоненціальним законом.

До другого виду відносяться **бароклінічні хвилі**, у формуванні та структурі яких істотну роль відіграє розподіл густини (температури)

повітря по горизонталі та вертикалі, який породжує сили плавучості. Параметри бароклинних хвиль у атмосфері тісно пов'язані з її термічною стратифікацією (частотою Вяйсяля-Брента). Бароклинні хвилі називають також *внутрішніми хвилями*, оскільки вони поширюються, як правило, на значні за товщиною шари атмосфери та океану (наприклад, на всю тропосферу чи стратосферу).

Отже, можна сказати, що внутрішні та поверхневі хвилі розрізняють за їх розташуванням:

- **поверхневі** хвилі в океані виникають на його поверхні;
- **внутрішні** хвилі, утворюються у глибині і мало проявляють себе на поверхні.

З лабораторних дослідів давно відомо, що на поверхні розділу між двома рідинами різної густини при будь-якому русі виникають хвилі. У стратифікованому океані завжди є шари води з різними вертикальними градієнтами густини, які мають тонку перехідну зону, наприклад сезонний шар стрибка. Останні можна розглядати як поверхні розділу між шарами. На них в океані виникають внутрішні хвилі з періодами від хвилин до кількох діб та амплітудами від кількох метрів до десятків і сотень метрів.

Причинами, що створюють внутрішні хвилі, є поверхневі вітрові хвилі, припливні хвилі, імпульси короткочасних посилень вітру, швидкі зміни атмосферного тиску, зсув швидкості в течіях тощо. Через відносно малу різницю густин біля поверхонь розділу внутрішні хвилі мають значні амплітуди.

Висота внутрішньої хвилі тим більше, чим менше різниця густини шарів. Цим пояснюється той відомий зі спостережень факт, що у глибинних, слабо стратифікованих шарах амплітуди внутрішніх хвиль досягають сотень метрів.

При слабкій стратифікації шарів внутрішні хвилі можуть досягти такої висоти, що стають нестійкими і руйнуються. При цьому відбувається інтенсивне турбулентне перемішування шарів. Очевидно, цей механізм перемішування має значення у глибоких шарах океану, де великі внутрішні хвилі створюються внаслідок реакції стратифікованих водних мас на припливні хвилі.

Внутрішні хвилі переміщуються набагато повільніше, ніж, наприклад, поверхневі вітрові хвилі. Фазова швидкість внутрішніх хвиль зазвичай не перевищує кількох метрів за секунду і тим менше, чим менше різниця густин шарів.

Зауважимо, що поверхневі вітрові хвилі так само можна уявити як внутрішні хвилі, що виникають на поверхні розділу двох середовищ – води та повітря. Однак завдяки великій різниці густини цих середовищ вітрові хвилі поширюються з великою швидкістю і не можуть зростати до таких великих висот, як внутрішні хвилі.

Взаємодія *поверхневих* та *внутрішніх* хвиль – один із найцікавіших прикладів взаємодії хвиль різних просторових та часових масштабів у природних умовах. Фізичні механізми впливу внутрішніх хвиль та створюваних ними підповерхневих течій на вітрове хвилювання суттєво різні у різних діапазонах вітрових хвиль.

У діапазоні метрових та дециметрових хвиль визначальну роль відіграє механізм, пов'язаний з безпосереднім впливом змінної підповерхневої течії, що створюється внутрішніми хвилями на кінематику поверхневих хвиль (*кінематичний механізм*).

У високочастотній частині спектра хвилювання (рис. 5.1) (сантиметрова та міліметрова брижа) основну роль відіграють інші ефекти, зокрема модуляція коефіцієнта загасання поверхневих хвиль внаслідок перерозподілу під дією внутрішніх хвиль плівок поверхнево-активних речовин. Є експериментальні дані, які вказують на істотну роль *каскадних механізмів* впливу внутрішніх хвиль на короткі (сантиметрові) вітрові хвилі: течія, що створюється на поверхні внутрішніх хвиль, трансформує метрові та дециметрові хвилі, а вони впливають на сантиметрову брижу. Крім того, неоднорідне поле течій, створене внутрішніми хвилями, викликає мінливість поля швидкості вітру над водною поверхнею, що призводить до *модуляції* інкременту дрібномасштабних вітрових хвиль.

Дослідження взаємодії хвиль із неоднорідними течіями також має значення для гідрофізичних досліджень. Особливий інтерес представляє нелінійна взаємодія внутрішніх хвиль із потоками на околиці так званих резонансних рівнів – критичних шарів, де фазова швидкість хвиль збігається зі швидкістю потоку. Така взаємодія (*резонансна*) може викликати істотну перебудову течії через зворотний вплив хвилі протягом резонансного обміну імпульсом. У межах розвиненої Троїцькою квазілінійної моделі турбулентного сліду за тілом, що буксирується в стратифікованій рідині при великих числах Рейнольдса і Фруда, показано, що основним механізмом еволюції сліду є розвиток гідродинамічної нестійкості збуджуваної тілом струминної течії. Численні та лабораторні експерименти підтвердили адекватність запропонованої моделі, і наступні з неї результати з еволюції поля швидкості у сліді (середні параметри сліду) визначаються з моделі з точністю до одиниць відсотків.

Капілярні хвилі – це інша назва відомого всім явища «брижу» на поверхні рідини. Утворюються ці хвилі під впливом невеликих збурень та його виникнення пов'язано з силами поверхневого натягу. Механізм утворення капілярних хвиль загалом наступний. Під дією тих чи інших зовнішніх впливів поверхня рідини в цьому місці «вдавлюється», стаючи

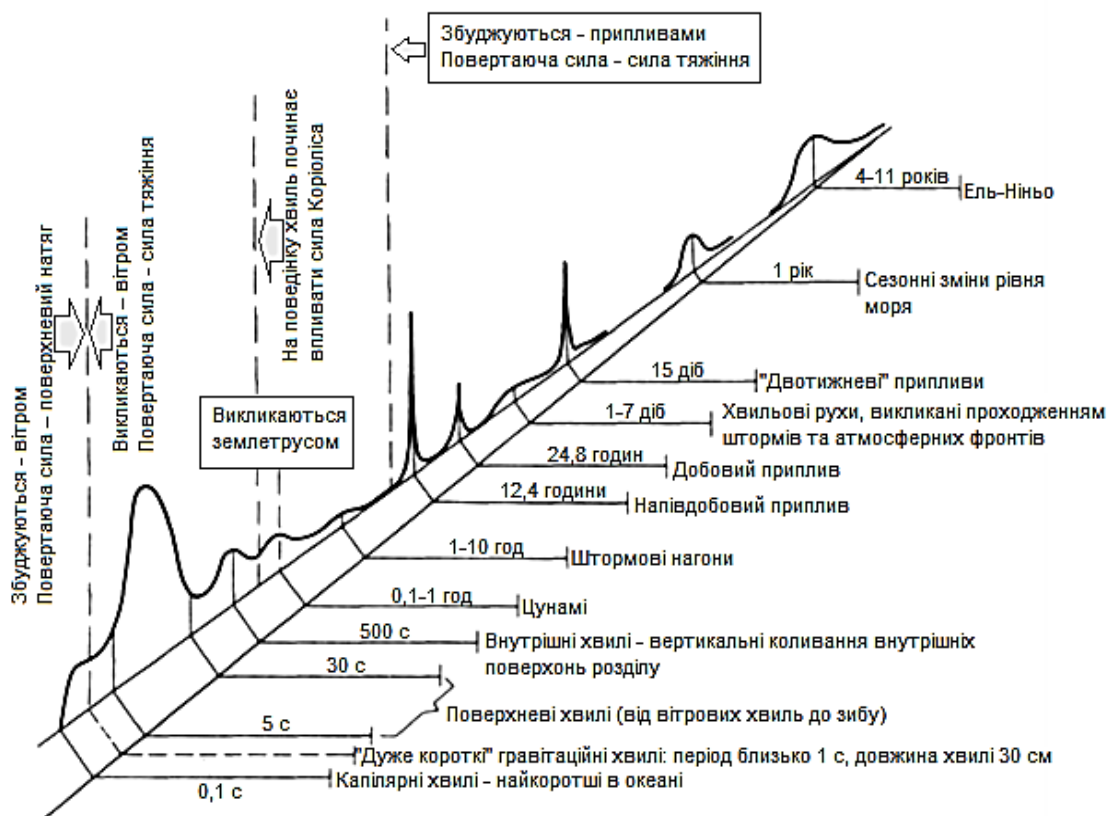


Рисунок 5.1 – Спектр хвильових коливань в океані

увігнутою. Тиск на шари рідини під цією увігнутою поверхнею стає меншим, ніж тиск у сусідніх шарах, де поверхня залишилася плоскою. Різниця тисків, що виникла таким чином, змушує рідину з сусідніх шарів приливати під увігнуту поверхню, і рідина знову піднімається до початкового рівня, але проходить його за інерцією за рахунок накопиченої кінетичної енергії. Тому поверхня стане випуклою, і тиск, обумовлений кривизною поверхні, буде тепер спрямований вниз.

Такі коливання рідини в одному місці змусять і сусідні точки здійснювати такі ж коливання. Це означає, що явище має хвильовий характер. Капілярні хвилі відрізняються малою амплітудою та малою довжиною хвилі. Через малості амплітуди можна знехтувати впливом сили тяжіння, яка може викликати таку ж дію (сили тяжіння зобов'язані своїм походженням круті морські хвилі).

Хвилі тільки в тих випадках і називаються капілярними, коли в їх виникненні беруть участь лише сили поверхневого натягу і вони утворюються за рахунок значної кривизни на гребені та впадині хвилі.

Капілярні хвилі відіграють важливу роль у взаємодії океану та атмосфери, суттєво впливаючи на тепло- та газообмін. Різні процеси в приповерхневому шарі океану (течі, вітер, забруднення морської поверхні)

сильно змінюють поле капілярних хвиль, а отже, і відбивні характеристики морської поверхні.

Як було сказано вище під *гравітаційними* маються на увазі хвилі, в яких роль відновлюючої сили, що повертає в рівноважне положення зміщений по вертикалі обсяг води, відіграє сила тяжіння. Це хвилі інерційно-гравітаційні, довгі гравітаційні, крайові гравітаційні хвилі Кельвіна та сейшові. До поверхневих гравітаційних хвиль відносяться, перш за все, вітрові хвилі, довжини яких лежать в діапазоні від кількох сантиметрів до декількох сотень метрів, а амплітуди можуть перевищувати 20 м. **Поверхневі гравітаційні хвилі** можуть збуджуватися не тільки вітром, але й іншими зовнішніми впливами (землетрусами, підводними зсувами та ін.). Інколи такі дії призводять до виникнення цунамі. Важливий випадок гравітаційних хвиль – припливні хвилі, які виникають внаслідок періодичних змін тяжіння Місяця та Сонця в даній точці Землі, що призводить до періодичної (як правило, двічі на добу) зміни рівня моря.

Інерційні хвилі (гіроскопічні хвилі) обумовлені силою Коріоліса. Мінімальний період цих хвиль визначається географічною широтою φ місця і дорівнює $12\text{ч}/\sin\varphi$, тобто складає половину доби на полюсі і прагне нескінченності на екваторі. У відкритому морі інерційні хвилі проявляються як інерційні коливання – періодичні коливання горизонтальної швидкості течії, що майже не розповсюджуються в просторі та легко збуджуються вітром. Оскільки океан сильно стратифікований за глибиною, у ньому найчастіше спостерігаються хвилі змішаного типу – гравітаційно-інерційні, у яких суттєві вертикальні рухи води. Такі хвилі здатні значно впливати на вертикальне переміщення верхнього шару океану.

Градiєнтно-вихрові хвилі, як і гравітаційні, відносяться до *довгоперіодних хвиль*. Динаміка градієнтно-вихрових хвиль визначається принципом збереження потенціального вихору. Для товпа води h від поверхні до дна потенціальний вихор визначається як $\frac{(\zeta+f)}{h}$, де ζ – відносна завихреність біля вертикальної осі, що визначається виразом

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}.$$

До цих хвиль належать інерційні (або гіроскопічні), планетарні хвилі Россбі, топографічні та шельфові.

Наведемо основні характеристики вказаних видів хвиль:

1. *Інерційно-гравітаційні* хвилі підпорядковуються дисперсійному співвідношенню

$$\sigma^2 = N^2 \cos^2 \theta + f^2 \sin^2 \theta,$$

де σ – частота хвилі, $N = \sqrt{\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}}$ – частота Вайсяля-Брента, θ – кут між напрямом поширення хвилі та горизонтальною площиною.

2. Довгі гравітаційні хвилі мають такі дисперсійні співвідношення:

$$\text{для баротропної моди } \sigma_0^2 = ghK^2 + f;$$

$$\text{для бароклинних мод } \sigma_n^2 = gh_n K^2 + f;$$

де $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильовий вектор, λ – довжина хвилі, h_n – ефективна глибина (для моди n -го порядку), яка у найпростішому вигляді вертикальної стратифікації густини $N_z = \text{const}$ визначається із співвідношення

$$h_n = N^2 h^2 g \pi^2 n^2.$$

3. Крайові гравітаційні хвилі при $N(z) = 0$, тобто в однорідному середовищі, що обертається, мають дисперсійне співвідношення

$$\sigma_n = \pm \sqrt{[(2n+1)g\alpha K]},$$

де α – кут нахилу морського дна. В разі $\alpha = 1$ ці хвилі перетворюються на короткі гравітаційні хвилі.

При стратифікації, заданій у вигляді $N(z) = \text{const}$, для коротких крайових гравітаційних хвиль може бути отримано дисперсійне співвідношення

$$\sigma^2 = N^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \theta.$$

4. Хвилі Кельвіна у разі апроксимації берега вертикальною стінкою мають просте дисперсійне співвідношення

$$\sigma_n = \sqrt{gh_n R},$$

де R – радіус захоплення, що відповідає внутрішньому радіусу деформації (Россбі).

5. Сейші – це вільні стоячі хвилі. За відсутності обертання $f = 0$ для басейну прямокутної форми з постійною глибиною вони мають дисперсійне співвідношення

$$\sigma_n^{lm} = \pi \sqrt{gH \left(\frac{l^2}{a^2} + \frac{m^2}{b^2} \right)},$$

де l, m – номери горизонтальних мод по осях x і y ; a і b – відповідно розміри басейну по цих осях.

6. *Інерційні*, або гіроскопічні хвилі. При $N(z) = 0$

$$\sigma^2 = f^2 \cos^2 \Omega,$$

де Ω – кут між напрямом поширення хвилі та вертикальною віссю обертання. Період цих хвиль визначається за простою формулою $T = \frac{12ч}{\sin \varphi}$ (так званий локальний інерційний період).

7. *Планетарні хвилі Россбі*. При $b \neq 0$ можуть бути отримані такі дисперсійні співвідношення:

для баротропної моди

$$\sigma_0 = \frac{\beta K_1}{K_H^2 + 1/R_d^2},$$

для дивергентних барокліних мод

$$\sigma_n = \frac{\beta K_1}{K_H^2 + n\pi/R_d},$$

де R_e зовнішній та $R_d = \frac{NH}{f}$ – внутрішні радіуси деформації Россбі; K_1 і K_2 – складові хвильового вектора на осі x та y , спрямовані відповідно на схід та північ, $K_H^2 = K_1^2 + K_2^2$; β – параметр Россбі, $\beta = \frac{df}{dy}$.

8. *Топографічні та шельфові хвилі*. Для дна із постійним нахилом мають дисперсійне співвідношення

$$\sigma = -\frac{\alpha f}{H} \left[\frac{K_1}{K_1^2 + K_2^2} \right].$$

Хвиля поширюється так, що біль мілка вода або берег залишається праворуч у північній півкулі та зліва – у південній. Для шельфових хвиль коефіцієнт захоплення визначається співвідношенням

$$R = \sqrt{R + \frac{f^2 - \sigma^2}{gH}}.$$

Тут H глибина моря на межі шельфу. З формули випливає, що для хвиль із частотами $\sigma \leq f$ захоплення неможливе.

У замкнутих морях та океанах існують енергетично потужні утворення – великомасштабні течії та довгоперіодні хвилі – Россбі,

континентальні шельфові та припливні хвилі. Багато що у поведінці цих явищ свідчить про те, що вони фізично пов'язані між собою.

Традиційно вважається, що великомасштабні течії мають вітрове (екманівське) та термохалінне походження, а хвилі Россії та континентальні шельфові утворені їх нестійкістю. Поряд з цим існує нетрадиційне уявлення про участь довгоперіодних хвиль у формуванні великомасштабних течій, зокрема через механізми від'ємної в'язкості або односпрямованого перенесення мас води, викликаного нелінійною взаємодією хвиль. Саме так пояснюється існування великих швидкостей струминних течій (складова частина великомасштабних течій) та стійкий їх характер. Однак донедавна жодна з цих гіпотез не знайшла переконливого експериментального підтвердження. І лише нещодавно вперше в результаті аналізу тривалих вимірів течій Каспійського моря (три роки) та екваторіальної зони Тихого океану (п'ять років) та Охотського моря (три місяці) вдалося обґрунтувати можливість утворення великомасштабних течій довгоперіодними хвилями.

Таким чином, можна вважати, що довгоперіодні хвилі односпрямовано переносять значні маси води і тим самим беруть активну участь у формуванні великомасштабних течій.

5.3.2 Рівень океану під впливом атмосферного тиску та вітру. Анемобаричні хвилі

Нагадаємо, що *рівневою поверхнею* на Землі називають поверхню, нормальну до напрямку сили тяжіння. У кожній точці такої поверхні потенціал сили тяжіння має постійне значення (ізопотенційна поверхня). Сила тяжіння в даній точці є рівнодійною сил тяжіння Землі, відцентрової сили від добового її обертання та вертикальної складової припливоутворюючої сили.

Оскільки рівнева поверхня характерна тим, що вздовж неї відсутня складова сила тяжіння, вона має бути поверхнею рівноваги рідини. Звідси випливає, що вільна поверхня Світового океану, не збурена припливами, течіями та іншими факторами, має бути рівневою поверхнею. Цю поверхню називають *геоїдом* (його приймають за форму Землі) та від неї ведуть відліки висот суші та глибин дна океану.

Реальна рівноважна поверхня Світового океану відхиляється від поверхні геоїду внаслідок впливу балансу сил у течіях системи загальної циркуляції вод, припливоутворюючих сил, балансу випаровування, опадів та річкового стоку, неоднорідності густини (полів температури та солоності), нерівномірності атмосферного тиску, нерівномірності поля вітру тощо.

До короткочасних змін рівня поверхні Світового океану можна віднести порівняно швидкі зміни, які не мають добре вираженого сезонного (річного) ходу. Це насамперед короткоперіодні вітрові хвилі, припливні коливання та сейші, а також неперіодичні *анемобаричні коливання* – вітрові нагони.

Коливання атмосферного тиску повинні створювати баричні коливання рівня моря за принципом «зворотного барометра»: у разі підвищення атмосферного тиску на 1 мм ртутного стовпа рівень моря знижується приблизно 13 мм (відмінність густини води та ртуті), при зниженні тиску – навпаки. Проте практика показує, що це просте співвідношення в більшості випадків не виконується. Причина полягає в тому, що будь-яке нерівномірне поле атмосферного тиску, тим більше його зміни створюють поле вітру. А дотичне напруження вітру на поверхні моря створює вітрові течії, які деформують рівень. Таким чином, зміни атмосферного тиску над океаном створюють одночасно два ефекти: статичний ефект від безпосередньої дії тиску на рівень та динамічний ефект дії дотичної напруги вітру.

У чистому вигляді динамічний ефект змінює рівень, як правило, протилежно до статичного. Це видно, наприклад, на схемі стаціонарного циклону (рис. 5.2). Як відомо, у північній півкулі вітер над водною поверхнею відхиляється від напрямку ізобар у бік низького тиску на кут близько 20° . Повний потік дрейфової течії в глибокому морі, за теорією Екмана (яка буде докладно розглянута в наступному розділі), спрямований під прямим кутом вправо від вітру. В результаті в області циклону статичний ефект атмосферного тиску підвищує рівень, динамічний, навпаки, знижує його.

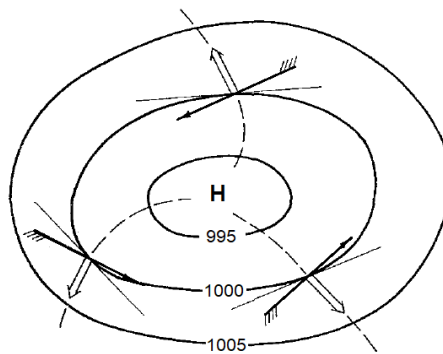


Рисунок 5.2 – Напрямок вітру (чорні стрілки) та дрейфової течій (білі стрілки) у районі стаціонарного циклону

Взаємодія вітру та тиску ускладнюється, якщо барична система переміщується. Як відомо, найбільші зміни рівня, які мають характер повеней або штормових нагонів, виникають саме під час руху глибоких циклонів. Проходячи над глибоким морем, циклон своїм статичним та

динамічним впливом створює довгі хвилі, що переміщуються разом з ним, причому висота цих хвиль залежить від швидкості руху циклону. Теорія показує, що якщо швидкість руху циклону менша за фазову швидкість вільної довгої хвилі, то підйоми рівня в його центрі, статичний і динамічний, посилюють один одного. Якщо швидкість циклону перевищує швидкість довгої хвилі, замість підйому може спостерігатися зниження рівня. При збігу швидкостей циклону та довгої хвилі настає явище резонансу, і висота хвилі зростає особливо сильно. Підходячи до берега, такі довгі хвилі збільшують свою висоту на мілководді і спільно з системою вітрових течій створюють повені, які іноді мають катастрофічні наслідки.

Добре відомі повені у Санкт-Петербурзі пояснюються розглянутим вище механізмом. При проходженні циклону над північною частиною Балтійського моря у напрямку на схід чи північний схід у морі утворюється довга хвиля. Входячи до Фінської затоки, хвиля збільшує висоту внаслідок зменшення глибин.

Для умов Фінської затоки резонанс для довгої хвилі настає за швидкості руху циклону 75-90 км/год. Сильні західні та південно-західні вітри, діючи безпосередньо дотичною напругою, збільшують підйом рівня ще більше, внаслідок чого у вершині Фінської затоки виникає повінь.

Відомі також сильні штормові нагони в Північному морі, від яких особливо страждає узбережжя Голландії.

Оскільки штормові нагони і повені являють собою спільний ефект довгих хвиль і вітрових течій, теорія і розрахунок цих явищ будуються з урахуванням теорії вітрових течій і великомасштабних теорії хвильових рухів. В даний час для розрахунків нагонів з успіхом застосовуються чисельні методи вирішення рівнянь динаміки хвиль та течій.

5.3.3 Хвильове перенесення та вплив на середній потік

Хвилі мають таку властивість, що вони можуть впливати на райони, дуже віддалені від джерела цих хвиль. Так, наприклад, поверхневі гравітаційні хвилі, які збуджуються під час шторму, можуть втрачати свою енергію на пляжі, який знаходиться на іншій стороні земної кулі та викликати такі помітні явища, як пересування піску вздовж узбережжя. Аналогічно, хвилі, що породжуються в нижній атмосфері (наприклад, рельєфом або нагріванням) можуть викликати значні ефекти на більш високих рівнях. Зокрема, ці хвилі можуть викликати зміни вітрів через їх здатність переносити імпульс у вертикальному напрямку.

Дослідження хвильового перенесення актуально в придонному шарі, оскільки хвиля надає активну динамічну дію на дно, викликаючи зважування та перенесення донного осадового матеріалу. Безпосередньо у прибережній області моря активна роль належить поверхневим хвилям,

там відбувається дисипація їхньої енергії, частина якої йде на зважування та перенесення наносів. На великих глибинах, де вплив поверхневих хвиль слабшає, у придонному шарі переважає вплив внутрішніх та топографічних хвиль. Сумарна швидкість дрейфу частинок рідини складається із швидкості стоксового дрейфу, тобто середньої швидкості частинки рідини в гравітаційній хвилі та ейлерової швидкості індукованої течії [21].

Простим прикладом такого ефекту може бути течія однорідно стратифікованої (тобто з постійною частотою плавучості N) нестисливої рідини в наближенні Бусінеска над початково плоскою поверхнею. Швидкість течії V у початковий момент постійна, але при $t = 0$ на поверхні починають з'являтися синусоїдальні нерівності з горизонтальним хвильовим числом $k < N/V$. Амплітуда h_0 цих нерівностей повільно зростає до деякого фіксованого інфінітезимального значення, тобто

$$h_0^2 = F(t),$$

де F дорівнює нулю при $t < 0$ і наближається до постійного значення при великому t . Час, за який це відбувається, передбачається досить більшим у порівнянні з періодом $\frac{2\pi}{vk}$ зіткнення частинок повітря з гребенями нерівностей, так наприклад, F могла б мати вигляд

$$F(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0 \\ 1 - e^{-t/\tau} & \text{при } t > 0. \end{cases} \quad (5.19)$$

Нерівності (складки) на кордоні викликають генерацію внутрішніх хвиль із вертикальним хвильовим числом m . Коли складки досягають кінцевої амплітуди, хвилі забирають імпульс від земної поверхні зі швидкістю τ і переносять імпульс вертикально з тією самою швидкістю. Проте область, у якій існують хвилі, має кінцеву глибину порядку $c_{gz}t$ через те, що хвилі можуть поширюватися вгору тільки з кінцевою швидкістю c_{gz} де c_{gz} – вертикальна складова групової швидкості. На великих висотах при $z > c_{gz}t$ хвиль немає і, отже, відсутній потік імпульсу, тобто відсутня і усереднена напруга. Як випливає з рішення (5.19) існує область, в якій потік імпульсу і напруги падає від його значення τ на поверхні до нуля. У цій області, порядок товщини якої дорівнює $L = c_{gz}T$ на усереднений потік діятиме (з розрахунку на одиницю площі) сила τ , яка його прискорюватиме [22].

Після того, як отримані рівняння руху усередненого потоку, можна отримати явне рішення для змін, що відбуваються в усередненому потоці. Оскільки хвильові переноси пропорційні квадрату амплітуди хвилі, яка за припущенням мала, то усереднені рівняння руху мають бути справедливими з точністю до цього порядку малості. Будемо позначати усереднену

швидкість потоку через \bar{u} де риса зверху означає усереднення по x . У цьому випадку вона може розглядатися як середня за довжиною хвилі $2\pi/k$. Якщо для позначення відхилень від середнього значення використовуватимемо штрих, то x -компонента швидкості у довільній точці запишеться у вигляді

$$u = \bar{u} + u'. \quad (5.20)$$

Оскільки в цьому випадку змінні залежать тільки від z і t , то усереднення рівняння руху призводить до рівняння

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{(u'w')}}{\partial z} = 0. \quad (5.21)$$

Це рівняння можна інтерпретувати як твердження, що швидкість зміни імпульсу усередненого потоку дорівнює дивергенції усередненої напруги, створюваної хвилями, взятої зі знаком мінус. Цей висновок пов'язаний з тим, що градієнт по x усередненого тиску дорівнює нулю. Використовуючи той факт, що хвилі поширюються вгору зі швидкістю c_{gz} отримуємо вираз для усередненої напруги

$$\rho_0 \overline{u'w'} = -\frac{1}{2} kmV^2 \rho_0 F\left(t - \frac{z}{c_{gz}}\right). \quad (5.22)$$

Звідси отримуємо рішення рівняння (5.21) як

$$\bar{u} = V - \frac{1}{2c_{gz}} kmV^2 F\left(t - \frac{z}{c_{gz}}\right) = V - \frac{1}{2V} N^2 F\left(t - \frac{z}{c_{gz}}\right). \quad (5.23)$$

Другий із цих виразів отримано підстановкою значення $V \sin \varphi' \cos \varphi'$, виведеного для c_{gz} . Для великих часів маємо

$$\bar{u} \rightarrow V - \frac{(Nh_0)^2}{2V}. \quad (5.24)$$

Таким чином, ефект «включення» складок на поверхні полягає в тому, що гранична поверхня за допомогою напруги $\overline{u'w'}$, створюваної хвилями, забирає від усередненого потоку невелику частку $\frac{(Nh_0)^2}{2V}$ імпульсу. Ця частка дорівнює половині величини, зворотної квадрату числа Фруда

$$\frac{V}{Nh_0},$$

вираженого через амплітуду рельєфу. Наведений приклад ілюструє, як хвилі можуть переносити імпульс за допомогою усередненої напруги $\overline{u'w'}$ у віддалені області течії у ситуації, що розвивається у часі. Очевидно, що аналогічні ефекти мають місце і у випадку, коли $\overline{u'w'}$ змінюється з висотою в силу явища дисипації хвиль.

5.4 Особливості дрібномасштабної взаємодії океану та атмосфери при штормі

Специфічними особливостями дрібномасштабної взаємодії океану та атмосфери при штормі є, по-перше, виникнення поблизу поверхні розділу вода - повітря перехідної зони, що містить суміш кінцевих об'ємів води та повітря, по-друге, різка інтенсифікація процесів обміну імпульсом, теплом та вологою в результаті макроскопічного перенесення. Останній, тісно пов'язаний з утворенням бризок у повітрі та бульбашок у воді, а вони у свою чергу – з обвалюванням вітрових хвиль.

Існує два типи обвалення вітрових хвиль – *пірнаючі* та *ковзні*. У першому випадку гребінь хвилі обганяє нахил і, перекидаючись, занурюється у воду; у другому – маса води, що обвалюється, в міру свого руху по схилу хвилі захоплює велику кількість бульбашок повітря і утворює буруни – турбулентні течії суміші води і повітря на схилі хвилі. Густина суміші менша, ніж води, причому ця різниця густини підтримується за рахунок залучення повітря, і тому буруни не вироджуються миттєво, а під дією сили тяжіння ковзають по схилах хвиль, як по похилій стінці.

Основне проникнення повітря у воду відбувається при обвалюванні хвиль, але внесок втягування через вільну поверхню рідини також важливий. Що стосується утворення бризок, воно протікає приблизно в такій послідовності. Коли вершина спливаючої бульбашки повітря виявляється вищою за вільну поверхню, вода стікає з неї, і оболонка бульбашки на околиці вершини витончується. Це витончення триває до того часу, доки виникає отвір (каверна). Як тільки це відбувається, невірноважена сила поверхневої напруги викликає розширення отвору та усунення розірваної оболонки у напрямку від центру. В результаті на периферії отвори виникають кільцеве піднесення і кільцеві хвилі. Їх інтерференція в центрі отвору супроводжується утворенням вертикального струменя, від якого відокремлюється один або кілька крапель (бризок), що вертикально піднімаються.

Викладена схема, побудована за даними кінозйомки лабораторного експерименту, звичайно, є спрощеною. У природних умовах бризки утворюються також за рахунок їхнього безпосереднього зриву з гребенів хвиль та взаємодії крутих гравітаційних хвиль з поверхневою дрейфовою течією. Однак наявна в даний час емпірична інформація про вертикальний

потік і концентрацію бризок у приводному шарі атмосфери ще вкрай малочисельна і неточна. Тому не дивно, що досі наші знання про механізм перенесення імпульсу, тепла та вологи в штормових умовах не виходять за межі якісних уявлень. Коротко вони зводяться до наступного.

При штормовому вітрі з поверхні води у повітря злітають бризки. Останні розганяються вітром і потім, падаючи назад у воду, віддають отриманий імпульс верхньому шару води. Приблизно так само, але, ймовірно, з меншою ефективністю відбувається передача імпульсу з бульбашками повітря. Крім того, обвалення хвиль викликає інтенсивне перемішування верхнього шару води. Всі ці процеси в сукупності призводять до зменшення вертикальних градієнтів середньої швидкості в поверхневих шарах води і повітря і збільшення коефіцієнта опору морської поверхні. Ще один фактор зростання коефіцієнта опору – поява коротких і крутих гравітаційних хвиль і піни, що збільшують ефективну шорсткість морської поверхні.

Переходячи до опису механізмів тепло- і вологообміну океану та атмосфери при штормі, відзначимо перш за все, що температура нижньої частини приводного шару може бути вищою або нижчою за температуру поверхні води, а вологість, як правило, менше насичуючою. Отже, температура бризок, у момент відривання дорівнює температурі морської поверхні, і вологість, що насичує, на поверхні бризок буде відрізнятися від температури і вологості приводного шару атмосфери. Саме ці відмінності визначають тепло- і вологообмін бризок з повітрям.

Підшар, у якому проявляються безпосередній вплив бризок, обмежений висотою їхнього підйому (15-20 см), тобто товщина цього підшару набагато менша за товщину приводного шару атмосфери. Навпаки, товщина насиченого бульбашками шару води при штормі набагато більша за товщину шару наближеної сталості потоків у воді, так що турбулентні потоки в приповерхневому шарі води становлять лише деяку частину повних потоків, що обумовлюються, крім іншого, переносом субстанції бульбашками.

Виходячи з того, що вплив бульбашок на процеси перенесення в поверхневому шарі води оцінити досить важко, наведемо аналіз ефекту бризок на структуру приводного шару атмосфери. За умови, що об'ємна концентрація крапель не перевищує критичну, при якій відстань між окремими краплями порівняно з товщиною прикордонного шару, що утворюється на них. В іншому випадку закони опору, тепло- і вологообміну для окремих крапель стають непридатними до їх множини.

Відомо, що критичне значення об'ємної концентрації сферичних частинок становить $\sim 0,02$, а вміст вологи в нижній частині приводного шару атмосфери при швидкості вітру 20-25 м/с становить 10^{-3} - 10^{-4} г/см³. Отже середня об'ємна концентрація бризок (ставлення вмісту вологи до густини води) на один-два порядки нижче критичної. Припущення про

сферичність крапель також виконується у всьому діапазоні розмірів бризок, типових для приводного шару атмосфери. Отже, вихідні передумови вищезгаданої моделі є реалістичними. Це дозволяє сподіватися, що після переходу до множини крапель, що характеризує їх розподіл за розмірами та простором, кінцева мета – оцінка інтегрального перенесення імпульсу, тепла та вологи бризками – буде досягнута. Наведемо тепер результати модельних розрахунків, що становлять найбільший інтерес.

При типовому для приводного шару атмосфери радіусі крапель (від 0,003 до 0,005 см) вертикальне перенесення тепла і вологи бризками виявляється порівняним з турбулентним перенесенням. Разом з тим зменшення радіусу до 0,0015 см призводить до того, що перенесення вологи бризками стає в кілька разів більше турбулентного перенесення, а перенесення тепла – негативним (повітря охолоджується бризками). Це пояснюється просто: маленькі краплі швидко досягають температури рівноваги, при якій дифузійний теплообмін, витрати тепла на випаровування та радіаційні джерела та стоки тепла врівноважують один одного, і подальше випаровування крапель відбувається за рахунок надходження тепла з повітря. Навпаки, коли радіус збільшується, краплі, що мають початкову температуру більшу, ніж температура навколишнього середовища, віддають їй тепло шляхом дифузійного теплообміну.

Внесок бризок у повний потік імпульсу, як з'ясувалося, порівняно невеликий: при радіусі крапель від 0,003 до 0,005 см він становить приблизно 10 % повного потоку. При зменшенні радіуса крапель відношення перенесення імпульсу бризками до повного перенесення зменшується, зі збільшенням – прагне кінцевої межі.

При зменшенні радіуса крапель з 0,005 до 0,003 см випаровування зменшується, що пов'язано зі зменшенням площі поверхні крапель, а обмін теплом, що є різницею між швидкістю зміни вмісту крапель і витратами тепла на випаровування, збільшується.

В умовах термічної інверсії, коли перепад температур вода – повітря стає негативним, відбувається збільшення теплообміну між краплею та навколишнім повітрям через ослаблення процесу охолодження крапель та збереження високіх значень різниці вологості на межі розділу крапля – навколишнє середовище. Зворотна ситуація має місце при нестійкій стратифікації: її вплив сприяє прискоренню процесу охолодження крапель, зниження різниці вологості, що призводить до зменшення теплообміну між краплями та навколишнім повітрям. В цілому, не залишає сумнівів різка інтенсифікація тепло- та вологообміну при штормі.

Вклад штормів у формування середніх (за великий інтервал часу) значень теплообміну та випаровування визначається не тільки інтенсивністю цих процесів, а й повторюваністю штормів, їх тривалістю та перепадами температур та вологості на межі розділу вода – повітря у

штормових та фонових (нештормових) умовах. За даними атлантичних суден погоди, посилення тепловіддачі океану в атмосферу, яка обумовлюється штормами, проявляється восени, взимку і почасти навесні. З травня по жовтень через зменшення повторюваності штормів їхній вплив практично не позначається. Відношення сумарних потоків тепла, знайдених з урахуванням і без урахування штормів (це відношення може бути кількісною мірою штормових ефектів), варіює у просторі та в часі від 0,38-1,41 взимку, до 1,00 влітку. Можна сказати, що у високих широтах Атлантичного океану, в районі Гольфстріму та Північно-Атлантичного течії штормова діяльність визначає приблизно третину результуючого перенесення тепла та вологи в атмосферу.

5.5 Питання для самоперевірки

1. Як зветься шар атмосфери у якому турбулентні потоки тепла та водяної пари можна вважати постійними?
2. Як зветься шар океану в межах якого простежуються сезонні зміни температури, солоності та густини?
3. Чим характерний квазіоднорідний шар океану?
4. Як відрізняється товщина ППШ над сушею від над океаном?
5. Які атмосферні фактори впливають на розвиток динамічного, а які на розвиток конвективного перемішування?
6. Як змінюється величина коефіцієнта турбулентності з глибиною при штилі або слабкому вітрі, та при сильному вітрі?
7. Як називаються хвилі у формуванні яких домінуючу роль відіграє сила тяжіння?
8. Як називаються хвилі у формування яких визначальний внесок вносять сила тяжіння і відхиляюча сила обертання Землі?
9. Як називаються хвилі у формування яких визначальною силою виступає коріолісова сила?
10. Чим відрізняються баротропні хвилі від бароклінічних?
11. Що таке поверхневі та внутрішні сили?
12. Який вплив на поверхню океану надає зміна атмосферного тиску?
13. Яку дію на протікання процесів тепло- та вологообміну надають шторми?

6 ДИНАМІЧНА ВЗАЄМОДІЯ ОКЕАНУ ТА АТМОСФЕРИ

Як було сказано в попередньому розділі, атмосфері належить головна роль у динамічній взаємодії з океаном, яка полягає у передачі поверхневим шарам води кінетичної енергії через *напругу тертя (вітрову напругу)*.

Потік імпульсу τ є основною кількісною характеристикою динамічної взаємодії океану та атмосфери. Для його оцінки, як і при розрахунку турбулентних потоків явного та прихованого тепла, можуть бути використані пульсаційний, градієнтний та аеродинамічні методи, тобто

$$\tau = \rho_a \overline{V' \omega'} = \rho_a k_\tau \frac{\partial V}{\partial z} = \rho_a C_V V_{10}^2, \quad (6.1)$$

де ρ_a – густина повітря, V – модуль горизонтальної швидкості вітру, k_τ – коефіцієнт турбулентної в'язкості, C_V – коефіцієнт опору. У деяких випадках замість τ застосовується динамічна швидкість вітру, яка визначається як $V_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_a}}$. Звідси видно, що швидкість залишається незмінною у межах приводного шару атмосфери.

Найбільш широко використовується в експериментальних розрахунках, у тому числі в кліматологічних, аеродинамічний метод. Відповідно до поулемпіричної моделі приводного шару, розробленої Р.С. Бортковським з колегами, коефіцієнт опору вважається функцією, яка залежить від швидкості вітру на стандарній висоті 10 м і параметра стратифікації $\Delta T_{10}^{\text{эф}}$, тобто $C_V = f(V_{10}, \Delta T_{10}^{\text{эф}})$. Однак ця залежність істотно відрізняється від аналогічної залежності чисел Стентона і Дальтона⁸ від цих параметрів. Особливо помітні відмінності відзначаються при помірних і високих швидкостях вітру, які зумовлені переважно значною роллю V_{10} порівняно з $\Delta T_{10}^{\text{эф}}$.

Таким чином, нерівність коефіцієнта опору числам Стентона і Дальтона свідчить про деякі відмінності в механізмі динамічного обміну і тепло-і вологообміну, зумовлених насамперед тим, що τ нелінійно залежить від швидкості вітру. В даний час відома значна кількість емпіричних формул, що зв'язують C_V із визначальними параметрами. Однак більшість з них описують залежність C_V тільки від швидкості вітру,

⁸ Числа Стентона C_H та Дальтона C_E - критерії подібності, що характеризують інтенсивність тепло- та вологообміну, відповідно, $C_H = \frac{w \rho_a}{u_z (T_0 - T_z)}$; $C_E = \frac{w q_0}{u_z (q_0 - q_z)}$.

не враховуючи стратифікацію приводного шару. Тому, на наш погляд, переважніше формула Хеллермана, яка враховує обидва визначальні фактори

$$C_v = 0,934 \cdot 10^{-3} + 0,788 \cdot 10^{-4} V_{10} + 0,868 \cdot 10^{-4} \Delta T_{10} - \\ - 0,616 \cdot 10^{-6} V_{10}^2 - 0,12 \cdot 10^{-5} \Delta T_{10}^2 - 0,214 \cdot 10^{-5} V_{10} \Delta T_{10}. \quad (6.2)$$

Природно, що розподіл τ залежить головним чином від вітрового режиму біля поверхні океану. Найбільш високі значення τ відзначаються в районах інтенсивної циклонічної діяльності (ісландська та алеутська депресії у північній півкулі та «ревучі сорокові» у південній), де висока повторюваність сильних вітрів.

У тропічних та субтропічних широтах, де переважає антициклонічна погода, значення τ значно нижче. Мінімальні значення напруги вітру спостерігаються поблизу екватора. Крім того, для помірних широт характерний чітко виражений річний хід τ з максимумом взимку та мінімумом влітку. Принципова відмінність Індійського океану від Атлантичного та Тихого полягає в тому, що у його північній частині максимальні значення τ спостерігаються взимку, а не влітку під час інтенсивного розвитку мусону.

6.1 Передача енергії динамічної взаємодії океану та атмосфери на глибину. Спіраль Екмана

При аналізі даних спостережень за вітром та переміщенням льоду в період дрейфу «Фрама» Нансен зауважив, що дрейф льоду в Центральній Арктиці відхиляється від напрямку вітру вправі на 30-40°. Він пояснив цей факт впливом обертання Землі та вказав, що оскільки верхній шар океану приводиться в рух льодом, то течії, що збуджуються в океані, повинні відхилятися: від напрямку вітру ще більше.

Теоретичним дослідженням цього питання зайнявся Екман, який у 1902 р. дійшов результатів, які узгоджуються з якісними висновками Нансена. Пізніше Екман навів теоретичне підтвердження правого (у Північній півкулі) обертання вектора швидкості дрейфової течії з глибиною і висловив міркування на користь можливості використання отриманих результатів для опису змін швидкості вітру з висотою над сушею. Ця ідея згодом була реалізована Акербломом і незалежно від нього Екснером. У роботі Екснера вперше ППШ атмосфери та океану розглядалися як єдина динамічна система.

У стаціонарних умовах при паралельних і рівновіддалених один від одного ізобарах рух у ППШ описується наступною системою рівнянь

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz_i} \left(k_{Mi} \frac{du_i}{dz_i} \right) + f(v_i - V_{gi}) &= 0; \\ \frac{d}{dz_i} \left(k_{Mi} \frac{dv_i}{dz_i} \right) - f(u_i - U_{gi}) &= 0, \end{aligned} \quad (6.3)$$

де u_i, v_i – складові швидкості вітру або дрейфової течії,
 z_i – вертикальна координата, орієнтована вертикально вгору, в атмосфері та вниз в океані (початок координат розташований на вільній поверхні океану); індекс « i » приймає значення 1, 2, причому $i=1$ відповідає прикордонному шару атмосфери, $i=2$ – прикордонному шару океану.

Рівняння (6.3) вирішуються у припущенні, що складові швидкості U_{g2}, V_{g2} геострофічної течії дорівнюють нулю, коефіцієнт турбулентної в'язкості $k_{\tau i}$ у кожному ППШ зберігається незмінним за висотою і заданим, а на поверхні розділу вода - повітря і досить великій відстані від неї виконуються умови

$$\begin{aligned} u_1 = u_2; \quad v_1 = v_2; \quad k_{\tau 1} \rho_1 \frac{du_1}{dz_1} = -k_{\tau 2} \rho_2 \frac{du_2}{dz_2}; \\ k_{\tau 1} \rho_1 \frac{dv_1}{dz_1} = -k_{\tau 2} \rho_2 \frac{dv_2}{dz_2} \quad \text{при} \quad z_{1,2} = 0, \end{aligned} \quad (6.4)$$

$$u_i \rightarrow U_{gi}; \quad v_i \rightarrow V_{gi} \quad \text{при} \quad z_i \rightarrow \infty. \quad (6.5)$$

Умови (6.4), як відомо, означають безперервність швидкості та потоку імпульсу на вільній поверхні океану, (6.5) – обмеженість швидкості на великій висоті в межах відповідного ППШ.

Остаточні вирази для вертикального профілю швидкості вітру та течії мають вигляд

$$\begin{aligned} u_i = U_{gi} + \exp(-a_i z_i) [(u_0 - U_{gi}) \cos(a_i z_i) + (v_0 - V_{gi}) \sin(a_i z_i)]; \\ v_i = V_{gi} + \exp(-a_i z_i) [(v_0 - V_{gi}) \cos(a_i z_i) - (u_0 - U_{gi}) \sin(a_i z_i)], \end{aligned} \quad (6.6)$$

де u_0, v_0 – складові швидкості течії на поверхні океану, що визначаються рівностями

$$u_0 = U_{g1} \left(1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} \sqrt{\frac{a_1}{a_2}} \right)^{-1}, \quad v_0 = V_{g1} \left(1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} \sqrt{\frac{a_1}{a_2}} \right)^{-1},$$

$$a_i = \sqrt{\frac{|f|}{2k_M i}}$$

Скориставшись оцінками коефіцієнта турбулентної в'язкості, що існували в той час, Кошмідер розрахував зміну з висотою швидкості вітру в атмосфері та швидкості дрейфової течії в океані. Виявилось, що розподіл швидкості в системі прикордонних шарів атмосфери та океану описується подвійною спіраллю Екмана (рис. 6.1), а швидкість течії на поверхні розділу вода - повітря відмінна від нуля і збігається у напрямку з геострофічним вітром. Звідси, зокрема, слідує висновок про обертання вектора швидкості вітру проти годинникової стрілки (правий поворот) з висотою в приповерхневому шарі атмосфери в північній півкулі. А також аналогічне (проти годинникової стрілки) обертання напрямку дрейфової течії з глибиною у північній півкулі. У південній півкулі спостерігається протилежний за напрямком поворот.

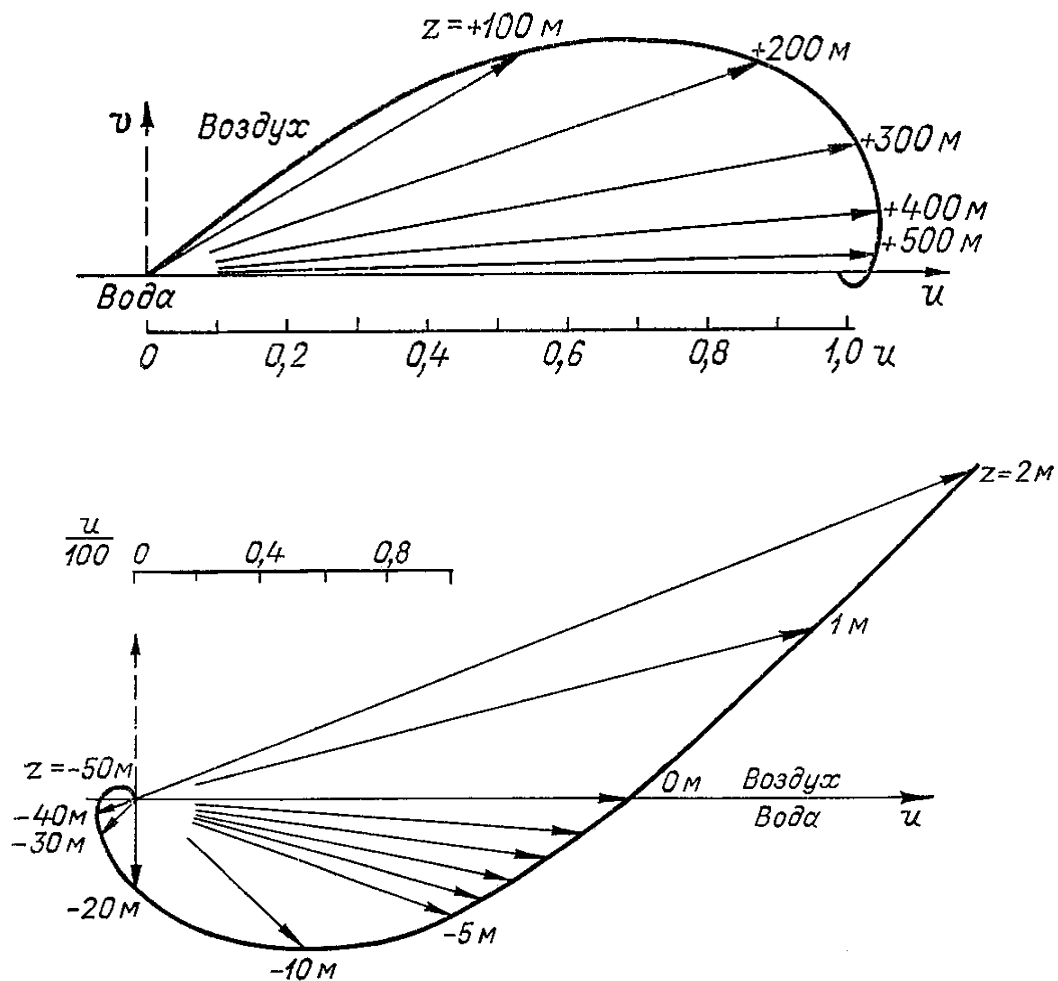


Рисунок 6.1 – Подвійна спіраль Екмана (в Північній півкулі)
Нижня спіраль зображена в 50-кратному збільшенні

Узагальнення моделі Екснера на випадок, коли поверхня, океану вкрита льодом, який вільно дрейфує, було дано Лайхтманом. В цьому випадку умова безперервності потоку імпульсу на поверхні розділу вода - повітря замінювалася рівнянням бюджету сил, що діють на одиничну (тобто припадають на одиницю площі поверхні) масу льоду.

6.2 Шар Екмана

Під динамічними прикордонними шарами в атмосфері та в океані прийнято розуміти такі, в яких відбувається зміна швидкості потоку в результаті напруги тертя на межі розділу середовищ від практично геострофічного значення до швидкості поверхневої вітрової течії. Часто ці шари називають *екманівськими*, оскільки вперше Екман у 1905 р. опублікував теоретичне обґрунтування характеру зміни із глибиною дрейфової течії. Згодом його теорія була застосована для опису профілю вітру у нижньому шарі атмосфери.

Якщо орієнтувати вісь x вздовж напрямку геострофічного вітру ($V_{g1} = 0$) і прийняти, що $u_0, v_0 \ll U_{g1}$, то вирази для складових швидкості дрейфу льоду матимуть вигляд

$$u_0 = 2U_{g1} \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\sqrt{\frac{a_2}{a_1}} (1 + m_I \frac{a_2}{\rho_2})}{1 + (1 + 2m_I \frac{a_2}{\rho_2})^2}, \quad (6.7)$$

$$v_0 = -2V_{g1} \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\sqrt{\frac{a_2}{a_1}} m_I \frac{a_2}{\rho_2}}{1 + (1 + 2m_I \frac{a_2}{\rho_2})^2}.$$

Як видно,

$$\frac{v_0}{u_0} = -\frac{m_I \frac{a_2}{\rho_2}}{1 + m_I \frac{a_2}{\rho_2}} < 0.$$

Це означає, що дрейф льоду в глибокому морі завжди спрямований у бік високого тиску і, отже, за наявності крижаного покриву поворот вітру, в нижньому шарі атмосфери буде більше передбачуваного моделлю Екснера.

6.3 Формування середнього (екманівського) перенесення водних мас

Коли вітер дме над поверхнею Землі, незалежно від того, тверда це суша чи поверхня моря, у неї виникає *напруга*. Для атмосфери це є досить важливим фактором гальмування, а для океану – основною рушійною силою. Справді, основні системи течії Світового океану мають переважно вітрове походження. Хоча це і дивно, але виявляється, що він має властивості, подібні до властивостей змушуючих сил топографічної природи.

Горизонтальна напруга (X, Y) на поверхні Землі – це горизонтальний вектор, що є силою, яка діє на одиницю площі між поверхнею (яка вважається горизонтальною) і шаром повітря або води, що межує з нею. Щоб включити ефекти горизонтальних напруг у рівняння руху, корисно представляти океан або атмосферу розділеними на деяку множину тонких горизонтальних шарів, на зразок шматка фанери (у якому, однак, кожен із шарів здатний рухатися). Якщо напруга (X, Y) прикладена до верхньої частини шару, то він буде змушений почати рух і таким чином передати напругу нижчерозташованому шару. При товщині шару δz напруга, що прикладається до нижнього шару, приблизно дорівнює

$$\left(X - \delta z \frac{\partial X}{\partial z}, Y - \delta z \frac{\partial Y}{\partial z} \right).$$

Рівна за величиною і зворотна за напрямом напруга виникає на підставі першого (верхнього) шару, так що результуюча сила на одиницю поверхні цього шару дорівнюватиме різниці напруги на верхній і нижній межах, а саме

$$\left(\frac{\partial X}{\partial z}, \frac{\partial Y}{\partial z} \right) \delta z.$$

Помножуючи на площу $\delta x \delta y$ і поділяючи на масу $\rho \delta x \delta y \delta z$ рідини у шарі, отримуємо силу, пов'язану з горизонтальною напругою, що діє на одиницю маси

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial X}{\partial z}, \frac{\partial Y}{\partial z} \right).$$

Це додаткова сила, що діє на одиницю маси і приводить її в рух, тому її необхідно додати до тих, які вже входять до рівняння руху по горизонталі. Наприклад, лінеаризовані рівняння руху для рідини, що

обертається з постійною кутовою швидкістю, після включення в них членів, пов'язаних з напругою, набувають наступного вигляду

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} - fv &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial X}{\partial z}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + fv &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial Y}{\partial z}.\end{aligned}\tag{6.8}$$

Причина, через яку в ці рівняння включена тільки похідна горизонтальної напруги по вертикальній координаті, полягає в тому, що вертикальний масштаб атмосферних і океанічних прикордонних шарів (тобто об'ємів, що межують з поверхнею розділу, в яких напругу можна порівняти за величиною з поверхневими) менше горизонтального просторового масштабу зміни напруги. Так, товщина атмосферного прикордонного шару має порядок 1 км, океанічного – 10-100 м. У той же час горизонтальний масштаб зміни напруг може бути близько 100-1000 км.

Швидкість (u, v) , яка фігурує в рівняннях (6.8), може бути подана у вигляді суми

$$u = u_p + u_E, \quad v = v_p + v_E,\tag{6.9}$$

де u_p, v_p – складова швидкості, що породжується градієнтом тиску; u_E, v_E – так звана **екманівська швидкість**.

Тепер напругу (X, Y) можна вважати нульовою поза прикордонним шаром (екманівським шаром), межу цього шару можна записати у вигляді

$$\begin{aligned}\rho \left(\frac{\partial U_E}{\partial t} - fV_E \right) &= -X_s, \\ \rho \left(\frac{\partial V_E}{\partial t} + fU_E \right) &= -Y_s,\end{aligned}\tag{6.10}$$

якщо межа знизу.

У цьому рівнянні (X_s, Y_s) – значення напруги на кордоні, а вектор

$$(U_E, V_E) = \int (u_E, v_E) dz = \int (u - u_p, v - v_p) dz,\tag{6.11}$$

є перенесення обсягу в прикордонному шарі відносно течії, пов'язаної з тиском. Густина у межах прикордонного шару можна вважати постійною, оскільки цей шар дуже тонкий в порівнянні з масштабом висоти. Величина (U_E, V_E) називається **об'ємним екманівським перенесенням**

прикордонного шару або просто *екманівським перенесенням*. Величина $(\rho U_E, \rho V_E)$ називається *екманівським перенесенням маси*.

Рівняння у вигляді (6.10) застосовна до атмосферного прикордонного шару або придонного океанічного прикордонного шару. Для приповерхневого прикордонного шару в океані знак напруги змінюється на протилежний

$$\begin{aligned}\rho \left(\frac{\partial U_E}{\partial t} - f V_E \right) &= X_s, \\ \rho \left(\frac{\partial V_E}{\partial t} + f U_E \right) &= Y_s,\end{aligned}\tag{6.12}$$

коли межа зверху.

Зазначимо, що оскільки напруга, яка діє на поверхню океану, збігається з напругою, що діє на нижню межу атмосфери, додавання (6.10) і (6.12) показує, що сума екманівських переносів маси в атмосфері та океані дорівнює нулю (у припущенні, що вона дорівнює нулю у певний початковий момент). Через велику різницю густини повітря і води сказане помилково для об'ємних переносів.

У стаціонарних умовах екманівське перенесення перпендикулярне поверхневій напрузі (рис. 6.2). В атмосфері в північній півкулі воно спрямовано вліво відносно поверхневої напруги. В океані в північній півкулі перенесення направлено вправо по відношенню до поверхневої напруги.

Величину та напрямок екманівського перенесення можна досить просто визначити за допомогою аналізу балансу сил у горизонтальному шарі атмосфери або океану з товщиною, яка дорівнює товщині відповідного прикордонного шару. За відсутності градієнта тиску баланс стає найпростішим, оскільки сила (X_s, Y_s) , що діє на горизонтальну межу шару одиничної площі, балансується виключно силою Коріоліса $(\rho f V_E, -\rho f U_E)$, пов'язаною із середнім за шаром рухом.

Для характерного значення напруги у помірних широтах ($f = 10^{-4} \text{ c}^{-1}$), рівного $0,1 \text{ Н/м}^2$, екманівське перенесення маси в обох шарах дорівнює $1000 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{c}^{-1}$ або $1 \text{ т}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{c}^{-1}$. Розрахунки дають ще більші значення для тропіків, де f стає дуже малим.

6.4 Екманівське накачування

Напруга вітру на земній поверхні змінюється від місця до місця, тому змінюється екманівське перенесення. У деяких місцях це веде до *конвергенції* мас і, отже, виштовхування рідини з прикордонного шару. В інших місцях екманівському перенесенню властива горизонтальна

дивергенція, при якій вода (або повітря) йде через бічні межі цієї області. У цих ділянках маса повинна «всмоктуватись» у прикордонний шар знизу або зверху, щоб компенсувати її втрати через бокові межі. Подібний ефект і називається *екманівським накачуванням*.

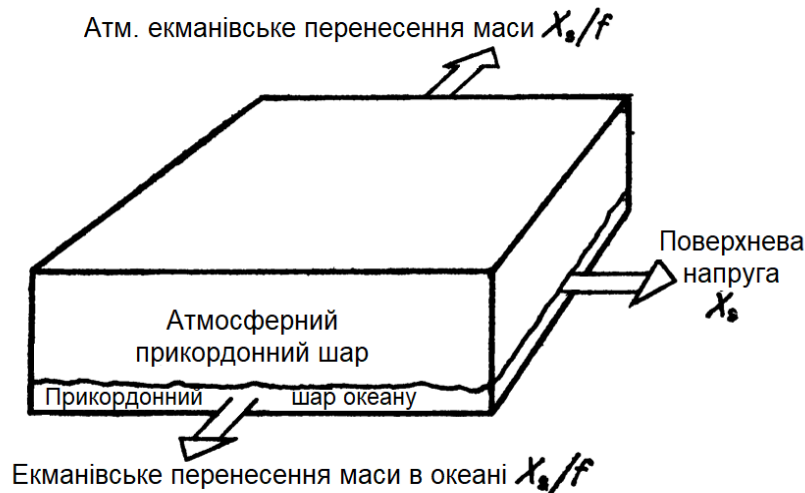


Рисунок 6.2 – Напрямок та величини стаціонарних екманівських перенесень маси в прикордонних шарах атмосфери та океану північної півкулі при вказаному на рисунку напрямку поверхневої напруги [22]

У південній півкулі напрямки екманівських перенесень зворотні. Зазначимо, що сума перенесення маси в атмосфері та океані дорівнює нулю. За відсутності градієнта тиску, сила, прикладена до одиничної поверхні кожного з прикордонних шарів поверхневою напругою, дорівнює добутку маси рідини, розташованої на цьому одиничному майданчику, на прискорення коріолісового шару. Останнє, як показано на малюнку, дорівнює екманівському перенесенню маси, помноженому на f , і перпендикулярно до напруги

У помірних широтах, де переважають західні вітри, екманівське перенесення у прикордонному шарі океану спрямовано до екватору. У зоні пасатів, з іншого боку, східна складова вітру призводить до екманівського перенесення вод до полюсів. Між цими широтами у поверхневому шарі при цьому виникає конвергенція. Вона веде до виштовхування рідини з прикордонного шару океану і, отже, створює безпосередньо під ним низхідні рухи. Ізотерми океану в цьому районі розташовані глибше, що призводить до утворення градієнтів тиску та появи течій.

Величина вертикальної швидкості w_E , яка створюється за рахунок конвергенції або дивергенції екманівського перенесення безпосередньо над прикордонним шаром, може бути отримана з інтегрального рівняння нерозривності. Припускаючи, що змінами густини можна знехтувати, запишемо його у вигляді

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,$$

і проінтегруємо по z через шар, використовуючи на кордоні умову $w = 0$. Це дає

$$\frac{\partial U_E}{\partial t} + \frac{\partial V_E}{\partial t} - w_E = 0, \quad (6.13)$$

якщо межа знаходиться зверху.

Якщо межа знаходиться внизу, та знак «мінус» в (6.13) змінюється на плюс. У стаціонарному випадку отримаємо

$$\rho w_E = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Y_S}{f} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{X_S}{f} \right). \quad (6.14)$$

Ця формула справедлива для будь-якого (і верхнього, і нижнього) розташування межі. Зазвичай просторовий масштаб змін вітру має значно менший порядок, ніж відповідний масштаб для f , так що з (6.14) випливає наближений вираз для екманівської швидкості накачування w_E :

Таким чином, *вертикальна екманівська швидкість накачування* може бути приблизно виражена як добуток $\frac{1}{\rho f}$ на *вихор* вітру (якщо вітер стаціонарний або змінюється повільно у порівнянні з масштабом часу інерційних коливань $\frac{1}{f}$). І в атмосфері, і в океані вона має один і той же самий знак. Якщо, наприклад (рис. 6.3), в атмосфері над океаном є циклон, то екманівське перенесення в прикордонному шарі атмосфери буде спрямоване у бік низького тиску у центрі циклону, тобто буде прагнути заповнити область низького тиску. Відповідно, вертикальна екманівська швидкість поза прикордонним шаром, яка в цьому випадку дає висхідні рухи повітря, призводитиме до утворення хмарності. Внизу в океані екманівське перенесення спрямоване назовні з центру циклону, що також викликає висхідні рухи водних мас внизу. Вертикальний потік маси ρw_E , пов'язаний з процесом підкачування, дорівнює відповідно до виразу (6.14) атмосферного. В результаті в океані відбудеться підйом термоклину та зменшення тиску в поверхневих шарах, що призводить до утворення локального поля тиску, подібного до аналогічного в атмосфері над ним.

Незважаючи на те, що w_E є лише внеском екманівських переносів у вертикальну швидкість, вона зазвичай виявляється основною і вирішальною. Тому вплив напруги поза пограничного шару можна врахувати в цілому дуже просто: слід застосувати граничну умову по вертикалі, згідно з якою на горизонтальній поверхні, розташованій безпосередньо під прикордонним шаром, вертикальна швидкість w дорівнює w_E .

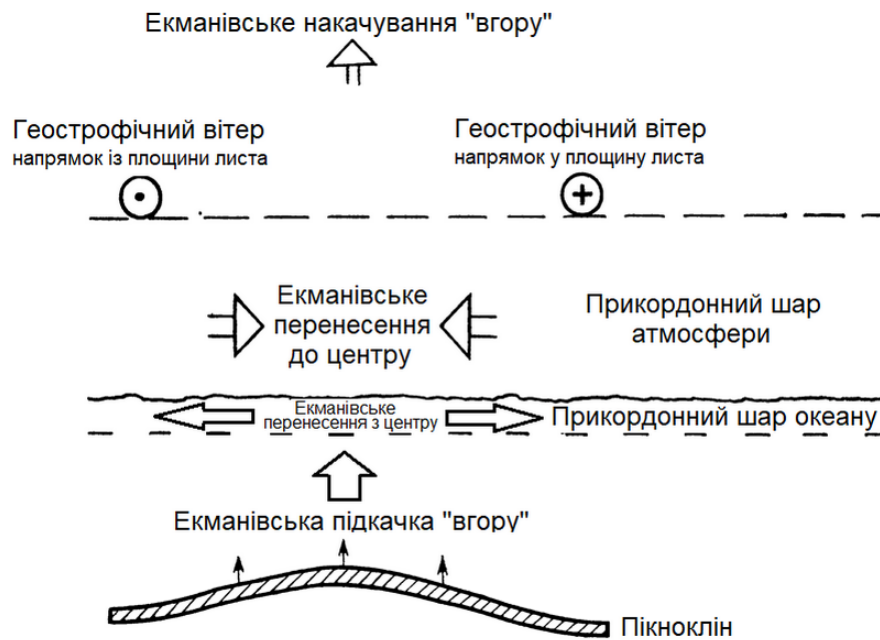


Рисунок 6.3 – Переріз через циклон, розташований над поверхнею океану, що показує характер пристосування за рахунок екманівських перенесень [22]

Показано, як геострофічний вітер створює циклонічне обертання довкола центру низького тиску. Відповідно, екманівське перенесення в атмосфері спрямоване всередину циклону і приносить повітряні маси, що компенсуючи дефіцит. Пов'язана з вітром вертикальна швидкість накачування спрямована вгору. Екманівське перенесення маси в прикордонному шарі океану дорівнює по абсолютній величині і протилежне за знаком перенесенню в атмосфері. Воно спрямоване з області циклону і створює вертикальні висхідні рухи. Це призводить до підйому термоклину та утворення в океані зони низького тиску

Звідси також випливає, що аналогічні методи можна використовувати і для вивчення збурень, викликаних в океані штормами, що проходять по поверхні. Оскільки відносно до океану вони мають швидкість того ж порядку, що і швидкість вітру відносно до рельєфу, то масштабні оцінки, застосовані в атмосферних завданнях, цілком підходять і для океану.

6.5 Вплив ураганів на океан

Швидкість передачі енергії від шторму досить велика, щоб викликати в океані збурення великої амплітуди, включаючи у деяких випадках помітне зниження температури океанічної поверхні. Залежність ураганів від надходження тепла від океану може призвести до того, що ці зниження температури позначаться на подальшому розвитку шторму.

Екманівське перенесення у шарі води під атмосферним штормом із сильним обертальним рухом прагне перемістити маси води від центру до периферії, тоді як у атмосфері має місце зворотний процес. Якщо така система рухів буде локалізована в деякій області, то наявність стійкої дивергенції призведе до виходу холодніших нижніх шарів води до поверхні.

На рисунку 6.4 представлені аномалії температури поверхні океану та густини у верхньому 150-метровому шарі, які були обумовлені такого роду механізмом при проходженні урагану Хільда через Мексиканську затоку. Виразно простежується область аномально низької температури вздовж траєкторії урагану.

Аналіз багатьох вертикальних профілів температури показав, що падіння температури на поверхні океану поблизу траєкторії урагану викликане дивергенцією в прикордонному шарі океану та впорядкованим виходом холодних вод із глибших шарів. У центральній частині шторму цей ефект переважає інші можливі причини охолодження, такі як випаровування з поверхні і турбулентне перемішування з нижчими шарами води. Зниження температури вздовж траєкторії циклону найбільш чітко виражено в областях, де швидкість переміщення циклону була сповільнена.

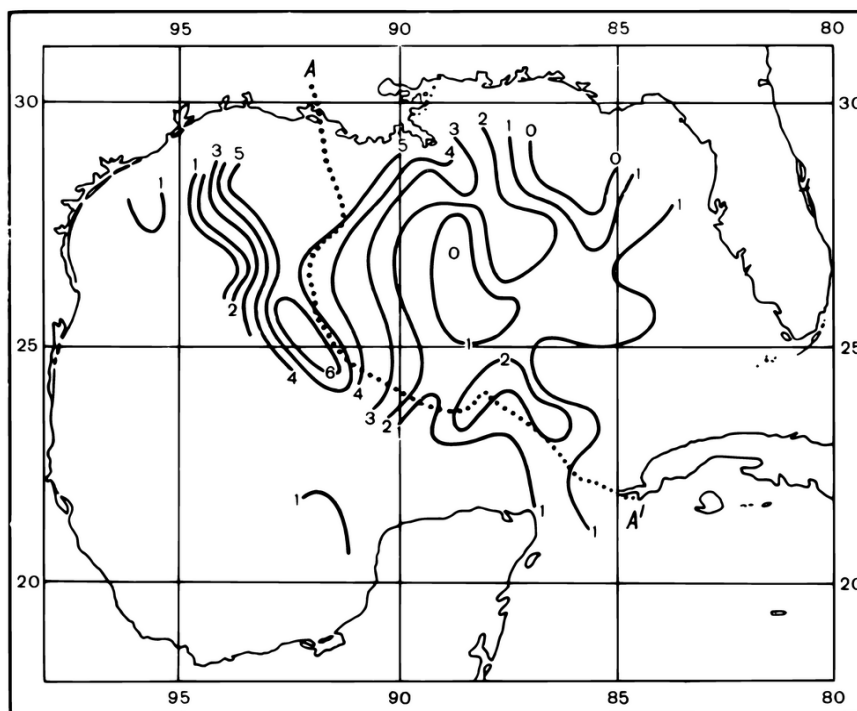


Рисунок 6.4– Зниження температури поверхні океану (°C), що спостерігаються, після проходження урагану Хільда по траєкторії AA' [23]

Виноси холодної води із нижніх шарів обмежені центральною частиною шторму. Випаровування ж і турбулентне втягування, хоча й не призводять до настільки ж великих локальних знижень температури, але визначають процеси теплообміну в усьому районі великих швидкостей вітру. Спільно з конвергенцією в приповерхневому шарі ці процеси призводять до спостерігаємого насправді поглибленню і невеликого вихолоджування шару перемішування в зовнішній області урагану.

Аномалії температури, що показані на слайді, існували протягом кількох тижнів з невеликими порушеннями, спричиненими системою циркуляції Гольфстріму. Ця стійкість аномалій свідчить про те, що сили, які виникають внаслідок аномалій густини, врівноважувалися силою Коріоліса і відцентровою силою, що перешкоджало навколишній теплішій воді розмити острів холоду, що утворився при проходженні урагану.

6.6 Формування зон дивергенції та конвергенції водних мас та супутніх їм явищ апвелінгу та даунвелінгу

Як було сказано вище, вітрова напруга на поверхні Світового океану є найважливішим механічним фактором циркуляції вод. Завдяки цьому фактору океан отримує кількість руху (і кінетичну енергію) безпосередньо від атмосфери внаслідок тертя вітру на поверхні. Течії, що збуджуються вітровою напругою, поділяються на *дрейфові* та *градієнтні*.

Дрейфові течії розвиваються у верхньому тонкому шарі Світового океану під безпосереднім впливом вітру. Внаслідок нерівномірності поля вітру над океаном, берегових кордонів та обертання Землі горизонтальна дивергенція дрейфових течій не дорівнює нулю. В результаті в місцях з позитивною дивергенцією відбувається зменшення води або згін та її підйом з глибини – *апвелінг* (такі області називаються дивергенціями), що тягне зниження рівня, а в місцях з від'ємною дивергенцією відбувається накопичення води або нагін та її опускання на глибину – *даунвелінг* (такі області називають конвергенціями), що тягне за собою підвищення рівня.

У реальному океані формується вітровий рельєф вільної поверхні та відповідні горизонтальні градієнти тиску. Потoki, що збуджуються цими градієнтами, становлять вже *градієнтні течії*.

Рух води, подібний до градієнтної течії, який не змінюється з глибиною, називається *баротропним*, а рух води, подібний до градієнтної течії в неоднорідному океані, який зменшується з глибиною і в глибинних шарах стає рівним нулю, називається *барокліним*.

Глибини нульової поверхні в кожній точці Світового океану ще не визначені надійно. У реальному океані не зустрічається суто баротропних або барокліних вітрових течій – у вітровій течії існують обидві складові. Дослідження показують, що на короткочасні зміни вітру океан реагує як

баротропна система, зі збільшенням періоду зміни – як баротропна та бароклинна і, нарешті, в стаціонарному випадку океан є повністю бароклинною системою.

6.7 Кліматоутворююча роль глобальної системи дрейфових течій

Щоб розрахувати океанічні течії, викликані вітром, потрібен детальний розподіл напруг на земній поверхні (рис. 6.5). Середні багаторічні значення вітрової напруги повністю відбивають якісну багаторічну картину циркуляції повітря над Світовим океаном. Давно було помічено, що на величезних акваторіях океанічні течії йдуть за повітряними потоками, особливо після того, як було узагальнено спостереження за дрейфом і зносом суден і побудовано карти поверхневих течій (рис. 6.6).

Циркуляція верхнього шару океану відображає такі форми атмосферної циркуляції, як міжтропічна зона конвергенції (або екваторіальна депресія, що розташовується переважно кілька на північ від екватора), і субтропічні антициклони – азорський, гонолульський, південноатлантичний (антициклон о. Св. Олени), південнотихоокеанський та південноіндійський (антициклон о. Маврикій), і пасати, що з'єднують їх з екваторіальною депресією (які дмуть у північній півкулі на південний захід, а в південній – на північний захід), і західно-східне перенесення в помірних широтах, і ісландська та алеутська депресії та арктичний та антарктичний антициклони.

Розраховані вектори дрейфових течій на поверхні Світового океану (рис. 6.7) утворюють струнку картину поверхневої циркуляції, що дуже близько нагадує розподіл вітрової напруги, а отже, і вітру над океаном. І це не дивно, оскільки на поверхні, згідно з теорією Екмана, вектор дрейфової течії відхиляється від вітру на 45° праворуч у північній півкулі та ліворуч у південній.

Дрейфові течії сильніше розвинені у низьких (тропічних) широтах та у зонах більш стійких вітрів (у середньому багаторічному аспекті). До векторів, розрахованих для вузької екваторіальної лінії, слід поставитися обережно, тобто ще не визначено меж застосування теорії Екмана в низьких широтах.

Порядок величини дрейфових течій на поверхні можна порівняти з поверхневими геострофічними течіями – близько 5 м/с.

Фізичний внесок дрейфової циркуляції у загальний рух вод Світового океану легше визначити, аналізуючи дрейфове перенесення. Хоча глибина, охоплена дрейфовими течіями, і невелика (навіть чи вона

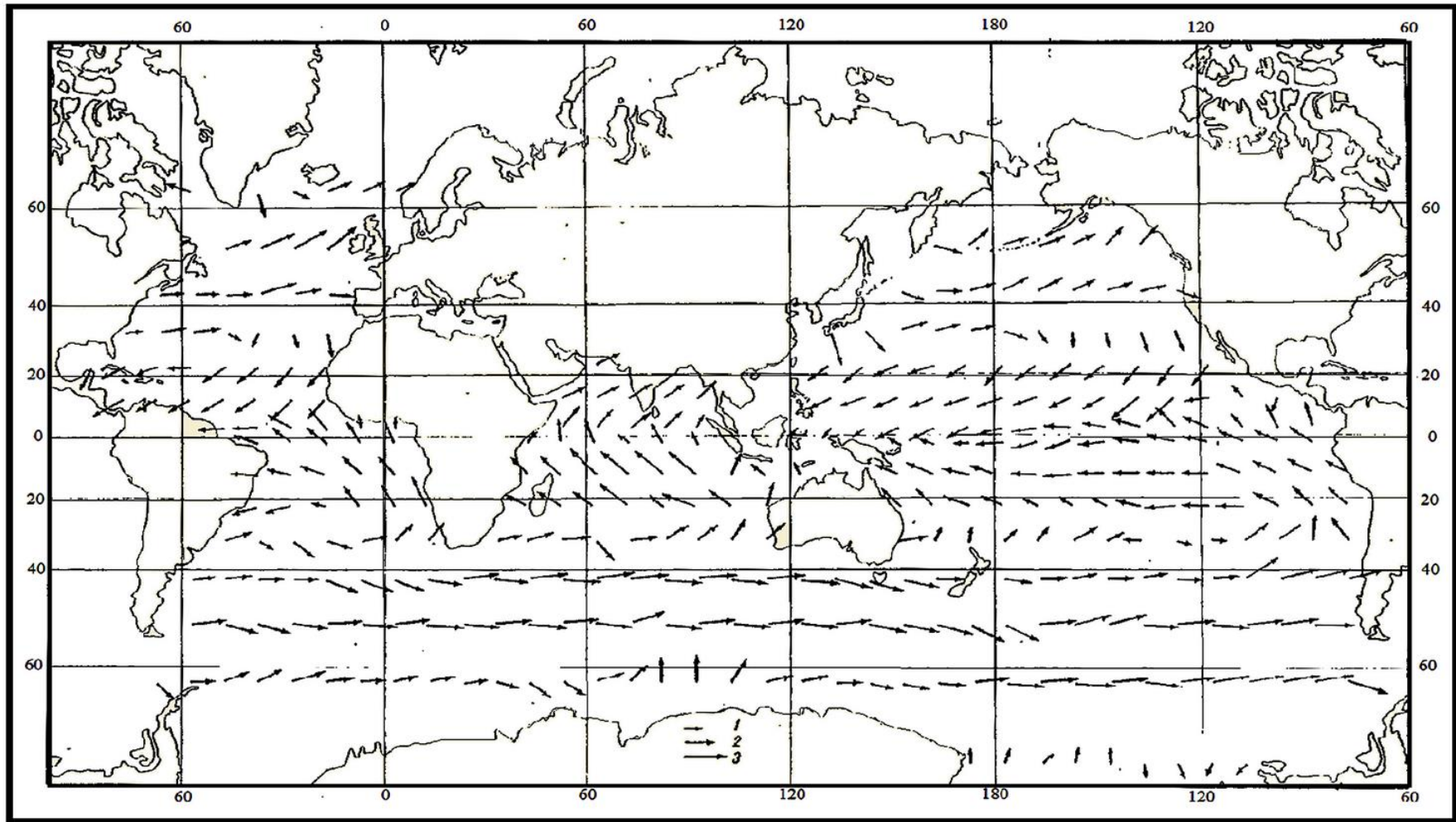


Рисунок 6.5 – Середні багаторічні вектори дотичної напруги вітру (10^{-2} дин/см²) на поверхні Світового океану за даними Хеллермана [24]

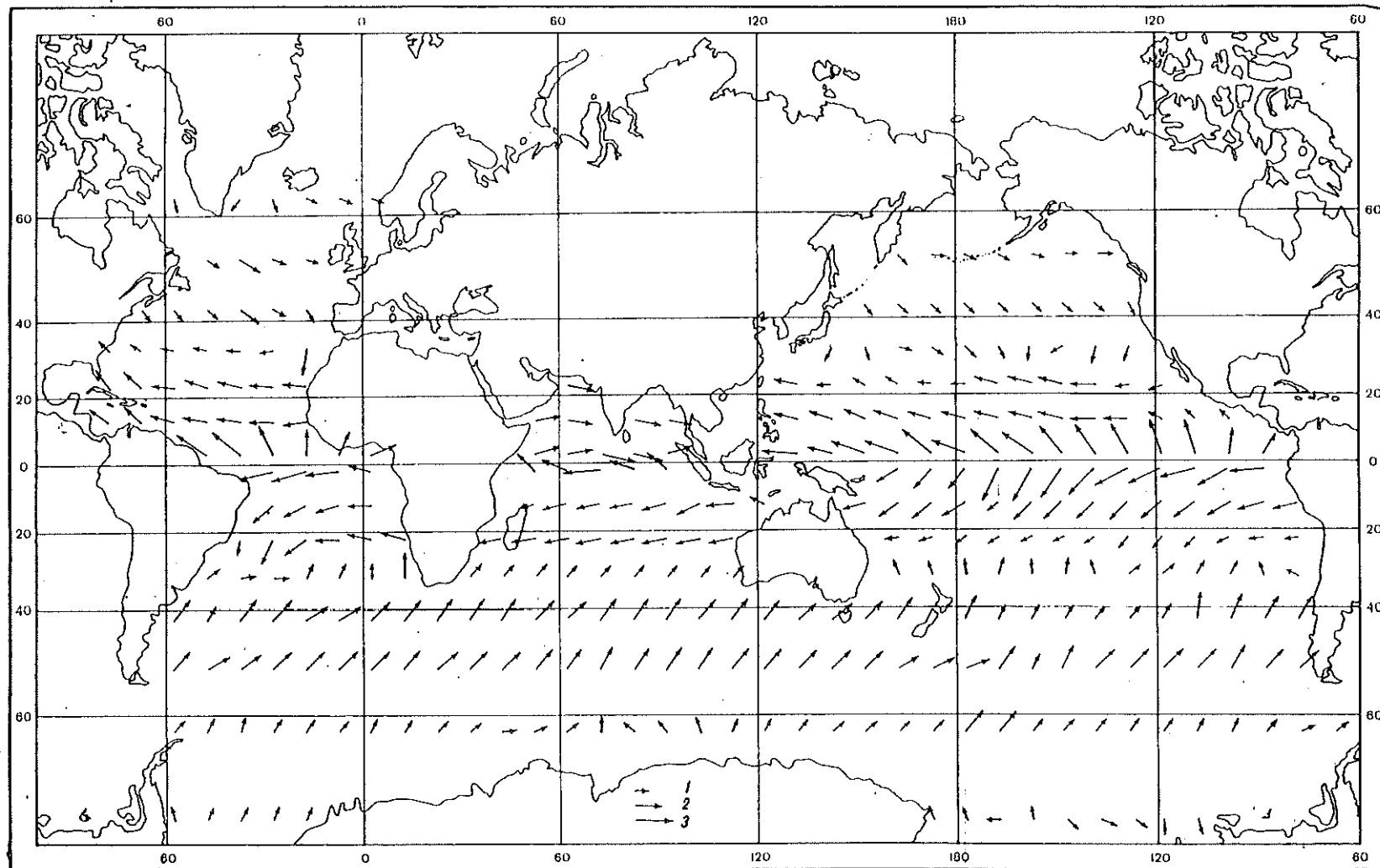


Рисунок 6.6 – Середні багаторічні річні вектори дрейфових течій (см/с) на поверхні Світового океану за Харламовим. 1 – 0-10 см/с, 2 – 10-50 см/с, 3 – вище 50 см/с [24]

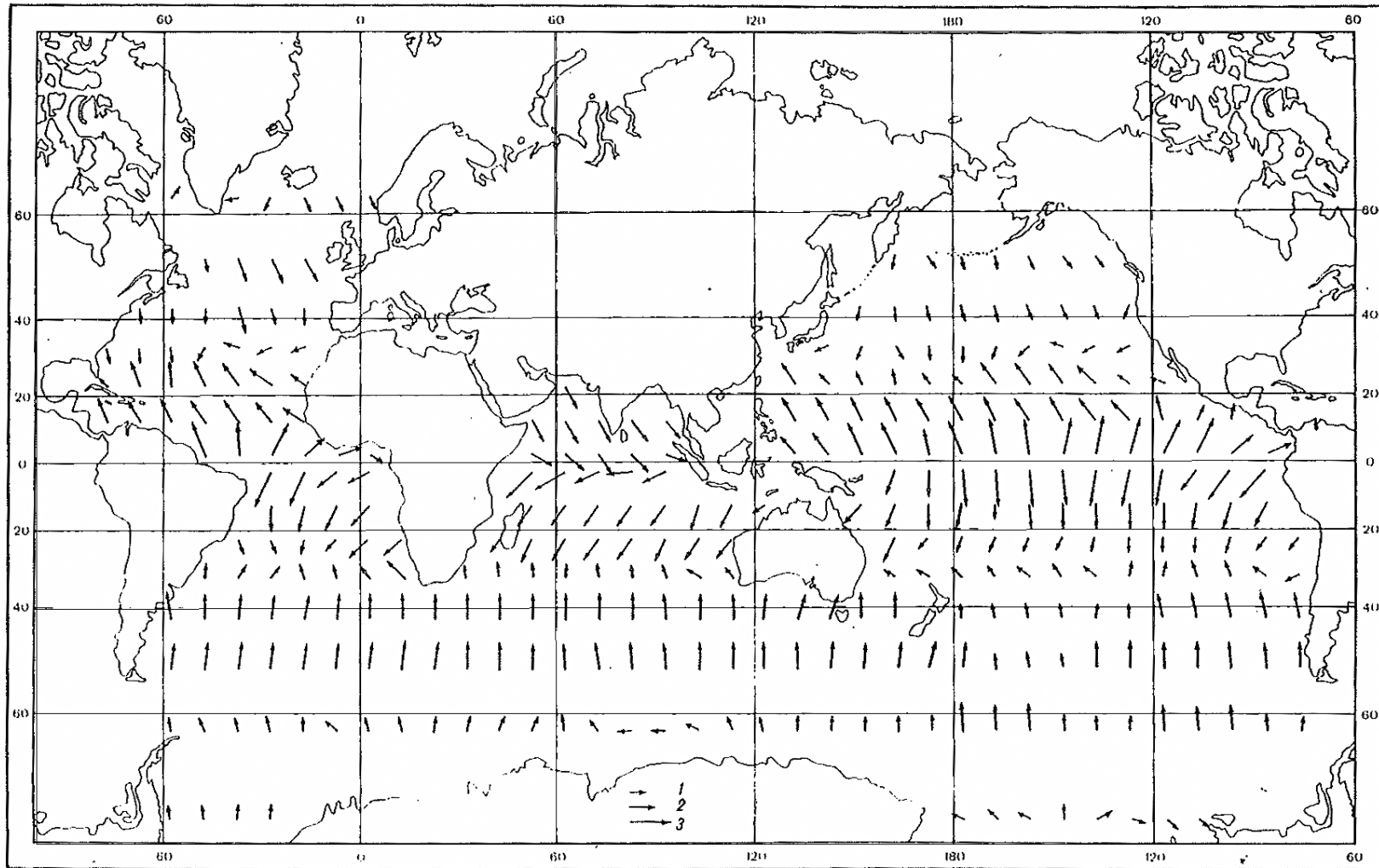


Рисунок 6.7 – Середні багаторічні річні вектори об'ємного перенесення дрейфових течій ($10^3 \text{ cm}^2/\text{c}$) на поверхні Світового океану за Харламовим. 1 – 0-10 см/с, 2 – 10-50 см/с, 3 – вище 50 см/с [24]

проникає глибше 100 м), їхній вплив поширюється набагато більшу товщину. По суті, вони формують всю вітрову океанську циркуляцію загалом. Той факт, що дрейфові течії дивергентні, найкраще проявляється у характері їхнього перенесення. На екваторі дрейфові течії розходяться (в Індійському океані, що є винятком, переважають сезонні мусонні циркуляції, і середня багаторічна річна картина для нього може бути непрезентабельна), завдяки чому у верхньому шарі товщини не вище 100 м формується *екваторіальна дивергенція*. Факт її існування підкріплюється численними океанологічними свідченнями про підняття ізолій різних характеристик (купола) порівняно із сусідніми позаекваторіальними широтами. Від екватора потоки йдуть до полюсів, поступово втрачаючи свої витрати, поки не виснажуються теж приблизно в тропіках. Саме на тропіках формуються глобальні *субтропічні конвергенції*, про що свідчать також численні океанологічні дані про опускання на тропіках ізолій різних характеристик (воронках) порівняно із сусідніми південними та північними широтами. Якісних ознак формування *субполярних дивергенцій* на карті об'ємного перенесення дрейфових течій не спостерігається.

Якщо поверхневі дрейфові течії тяжіють до зонального напрямку, їх перенесення має явно меридіональний характер. Як добре відомо, розподіл температури на поверхні Світового океану підпорядковується зональному закону майже без внутрішніх екстремумів. Однак в антициклонічних кругообігах ізотерми помітно приспускаються до екватора у східних частинах, відбиваючи факт перенесення холодних вод від полюсів до екватора в цих частинах. У циклонічних кругообігах ізотерми піднімаються до північного полюса у східних частинах (це особливо помітно у північно-східній Атлантиці), відбиваючи факт перенесення вже теплих вод від екватора до північного полюса. Ці аномалії в температурному полі на поверхні є наслідком адвекції неоднорідних вод результуючими течіями. Але, як видно з рисунка 6.7, певний внесок у формування цих аномалій вносять і дрейфові течії, особливо поверхневі. Однак дрейфові течії у самому тонкому шарі не призводять до утворення внутрішніх екстремумів. Роль дрейфового перенесення з його сходженням і розбіжністю потоків зводиться до перебудови поля поверхневих температур з глибиною і формування внутрішніх екстремумів, які виникають на глибині 50 м, тобто прийнятої *глибини тертя*.

З розгляду дрейфової циркуляції можна зробити висновок, що переважно зональні вітри над океанами призводять, зрештою, і до перенесення тепла від екватора до полюсів і перенесення холоду від полюсів до екватора. Кордони цих переносів лежать приблизно на 30° південної та північної широти.

6.8 Питання для самоперевірки

1. В якому напрямку відбувається обертання вектора швидкості вітру з висотою та напрямку дрейфової течії у Північній півкулі?
2. Що таке екманівський шар?
3. Що таке горизонтальна напруга викликана дією вітру на поверхні Землі?
4. Що таке екманівське перенесення та як воно спрямовано у північній півкулі відносно до поверхневої напруги?
5. Як виникає екманівське накачування?
6. При циклонічному обертанні повітря в якому напрямку відбувається екманівське перенесення в океані, та в якому напрямку відбувається екманівська підкачка?
7. Які наслідки має екманівське накачування при проходженні ураганів?
8. Який механізм виникнення апвелінгу та даунвелінгу?
9. Які кліматичні наслідки має дрейфове перенесення?

7. ТЕРМІЧНИЙ РЕЖИМ СИСТЕМИ ОКЕАН - АТМОСФЕРА ТА ЙОГО ВПЛИВ НА КЛІМАТ

Для опису великомасштабного теплообміну між океаном та атмосферою необхідно виділити складові динамічних полів, які відповідають великомасштабним термічним процесам. Такими динамічними складовими є зональна циркуляція, що характеризує взаємодію низьких та високих широт та мусонні рухи, що відповідають обміну повітрям між океанами та континентами.

7.1 Широтна диференціація інтенсивності теплової взаємодії океану та атмосфери. Формування західного перенесу у тропосфері середніх широт

Нерівномірна в меридіональному відношенні інсоляція обумовлює суттєві відмінності в термічному режимі низьких та високих широт і породжує групу геофізичних процесів, пов'язаних з їх тепловими протиріччями. Одним із головних процесів, що управляють формуванням клімату Землі, є меридіональний обмін теплом в океані та атмосфері, який здійснюється за допомогою циркуляції у меридіональних осередках.

Така циркуляція є наслідком взаємодії термічних та динамічних полів в атмосфері та в океані. Існування меридіонального осередку в атмосфері, що переносить тепло в напрямку від екватора до полюсів, було передбачено Гадлі. Надалі структура меридіональної циркуляції постійно уточнювалася завдяки роботам Феррела, Дове, Томсона, Бьоркнеса, Бержерона. Чудовий екскурс в історію формування уявлень про загальну циркуляцію атмосфери дано у книзі Е. Лоренца.

Атмосферна циркуляція створюється просторовими неоднорідностями нагрівання атмосфери сонячним теплом (безпосередньо або від підстильної поверхні).

Різниця температур між екватором і полюсами створює відтік повітря на верхніх рівнях від екватора до полюсів, і компенсуючий приплив повітря з помірних широт до екватора на нижніх рівнях – пасатні вітри (рис. 7.1). Таким чином, головною причиною меридіональної циркуляції є відмінність температури між полюсами та екватором.

З позицій енергетичного балансу кліматичної системи стаціонарний енергетичний режим атмосфери та гідросфери в умовах цієї різниці не може існувати без меридіонального перенесення енергії, що призводить до виникнення конвективних осередків в океані та в атмосфері у меридіональній площині.

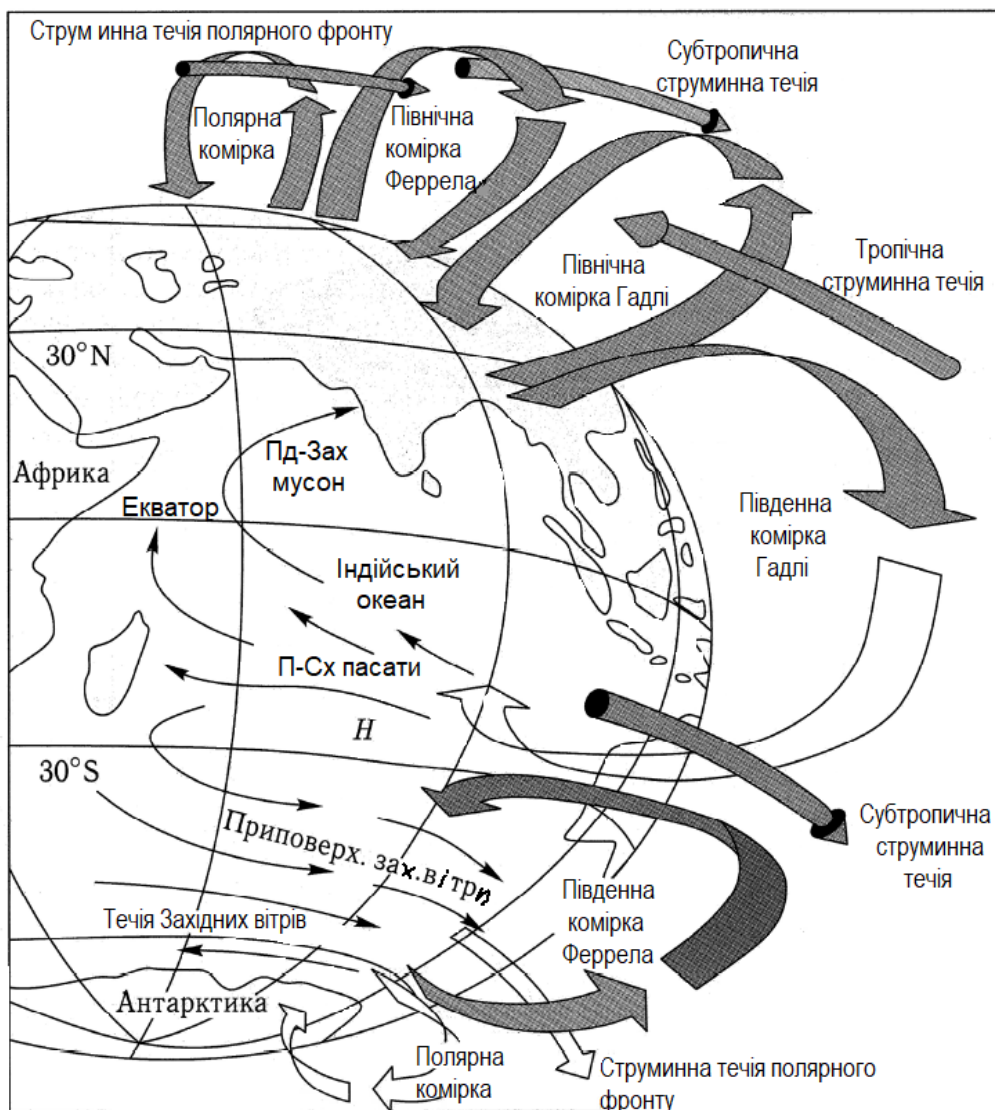


Рисунок 7.1 – Схема, яка ілюструє структуру меридіональної циркуляції повітря (товсті плоскі сірі стрілки), струминні течії (товсті об'ємні сірі стрілки) та приповерхневі вітри (тонкі стрілки) в період літа в Північній півкулі

Сила Коріоліса повертає потік повітря від екватора до полюсів на верхніх рівнях на схід, формує західний перенос у верхній атмосфері помірних широт (і спрямовану на захід складову приземних пасатних вітрів у тропіках). Накопичені численні дані метеорологічних вимірів показали, що «колеса» меридіональної циркуляції занадто слабкі і не можуть кількісно пояснити дуже сильної зональної циркуляції, що спостерігається на Землі (у тому числі субтропічних струминних течій на широтах в середньому близько $\pm 35^\circ$ та висотах близько 12 км, що мають ефективну ширину 300-400 км, товщину 1-2 км, швидкості 60-80 м/с та більше – зареєстрований рекорд 190 м/с).

Кількісне пояснення вдалося отримати лише враховуючи роль синоптичних процесів. Вперше це зробив Дефант, який трактував синоптичні вихори як макротурбулентність, що здійснює меридіональне перенесення тепла з тропіків до полюсів (з ефективним коефіцієнтом обміну, за його оцінками, порядку $\rho v \sim 10^8$ г/см·с). Г. Джефріс сформулював ідею про те, що синоптичні вихори створюють основний меридіональний потік моменту імпульсу (пропорційний до середнього произведенню макротурбулентних пульсацій швидкості $\overline{v'_\theta v'_\lambda}$). В. Бьоркнес встановив, що зональна циркуляція нестійка по відношенню до малих незональних збурень, які внаслідок свого зростання перетворюються на синоптичні вихори. К. Россбі припустив, що синоптичні вихори в сумі можуть переносити момент імпульсу в широтні зони з найбільшими західними вітрами – *струминними течіями*, тобто діяти як від'ємна в'язкість і тим самим живити середню зональну циркуляцію кінетичною енергією. Ця ідея разом з уявленням про те, що синоптичні вихори утворюються внаслідок бароклінної нестійкості осередненої зональної циркуляції (живлячись її потенційною енергією), і лежить в основі сучасного розуміння загальної циркуляції атмосфери.

Внаслідок від'ємної в'язкості, яку створює статистичний ансамбль синоптичних вихорів, у циклонічних циркумпольярних течіях або західному переносі у верхній тропосфері помірних широт утворюються відносно вузькі (шириною між точками, де швидкість падає до половини максимальної, приблизно 300-410 км і товщини 1-2 км) так звані *субтропічні струминні течії* на широтах в середньому близько $\pm 35^\circ$ та на висотах близько 12 км (з тиском приблизно 200 гПа) з максимальними швидкостями 60 м/с та більше.

Струминні течії виявляються бароклінно нестійкими, і малі збурення, що виникають на них, розростаючись, перетворюються на хвилі Россбі-Блінової з великими широтними амплітудами (до 400 км), з зональними хвильовими числами $k = 4 \dots 8$ і особливо 5-6 (чому відповідають довжини хвиль приблизно 4000 км), що переміщуються на схід повільніше, ніж повітря в основній течії (щодо якої вони рухаються на захід з фазовими швидкостями порядку 10 м/с).

У Світовому океані, за даними радіаційних характеристик оцінки середньорічних меридіональних переносів тепла, показали, що в цілому потоки тепла спрямовані від екватора на північ у Північній півкулі та на південь у Південній півкулі. Максимум відзначається на 20° пн.ш. і складає $2,38 \cdot 10^{15}$ Вт. Отримано також потік тепла через екватор з Південної півкулі в Північну півкулю, що становить $0,3 \cdot 10^{15}$ Вт.

Потоки в Атлантичному океані скрізь спрямовані на північ, причому північніше 30° пн.ш. вони повністю забезпечують меридіональний перенос тепла у всьому океані.

Потоки на південь у Тихому океані значно переважають над потоками на північ, причому на північ від 30° пн.ш. вони майже нульові, а на 40° пн.ш. мають південний напрямок.

Трансекваторіальні потоки становлять приблизно $1,06 \cdot 10^{15}$ Вт на північ в Атлантичному та $0,47 \cdot 10^{15}$ і $0,28 \cdot 10^{13}$ Вт на південь відповідно у Тихому та Індійському океанах.

Різниця інтегрального та океанського переносу дає потік в атмосфері та дозволяє обчислити частку океанського в інтегральному переносі. Оцінки показали значний ($\approx 10\%$) вклад океанського переносу в інтегральному у високих широтах. У тропічних районах частка океанського переносу забезпечує 50% інтегрального меридіонального переносу тепла на цих широтах.

Атмосферний перенос, як правило, досягає максимуму на 40° широти в Північній півкулі та 30-40° широти в Південній. Максимуми океанського переносу виявляються ближче до екватора – 20° північної та південної широти. Таким чином, океан значною мірою забезпечує перенос тепла з екваторіально-тропічних широт у середні, а атмосфера відповідальна за транспорт теплової енергії у середніх та високих широтах. Крім того, океану належить визначальна роль у міжпівкульному теплообміні.

7.2 Теплообмін між океанами та континентами

Теплообмін між океанами і континентами за допомогою атмосферних потоків, що сезонно змінюються, є найважливішим механізмом перерозподілу тепла в земній кліматичній системі, що багато в чому визначає параметри річного ходу термічних і динамічних характеристик. Сезонна взаємодія океанів та континентів проявляється насамперед у взаємодії термічних та баричних полів, що зумовлюють мусонну циркуляцію. Така взаємодія була розглянута В.В. Шулейкіним при якій охолоджуючим елементом виступає суша в зимове півріччя і океан в літнє, і навпаки, елементами, що нагрівають, є – суша в літнє півріччя і океан в зимове.

На материках діяльний шар, у якому відзначаються сезонні коливання температури, значно менше товщиною (20-30 м), ніж у океанах (200-300 м), що у своє чергу пояснюється різницею механізмів поширення тепла. На суші тепло, засвоєне поверхневим шаром, передається вглиб за допомогою молекулярного обміну, тоді як у воді основну роль грає турбулентний теплообмін. З цієї причини в теплий період року (при позитивному радіаційному балансі земної поверхні) температура діяльного шару на материках підвищується до вищих значень, ніж на океанах.

З допомогою турбулентного, радіаційного і конденсаційного теплообміну відмінність у температурах діяльних шарів поширюється і на

атмосферу (за даними спостережень – як на тропосфері, так і на стратосфері). Таким чином, у теплу пору року виникає горизонтальний градієнт температури повітря, спрямований від материків у бік океанів. У холодну пору року (при негативному радіаційному балансі земної поверхні) цей градієнт змінює напрям на протилежне — від океанів у бік материків.

У бароклінній атмосфері під впливом насамперед зміни температури по горизонталі виникає вихровий рух у вертикальній площині. Влітку, коли материк тепліший за океан, формується градієнт температури повітря по вздовж осі x . Величина вихору швидкості по осі y більша за нуль, що призводить до виникнення вихрового руху у вертикальній площині ($\Omega_y > 0$). Це призводить до того, що над сушею, як показано на рис. 7.2, вертикальна складова швидкості w набуває значення над морем $w < 0$, над сушею $w > 0$. У нижній частині шару, охопленого циркуляцією, спостерігається перенесення повітря з холодного океану на теплий материк, а на материку в цю пору року спостерігається адвекція холоду, що супроводжується утворенням циклонічного вихору у горизонтальній площині

$$\frac{\partial \Omega_z}{\partial t} = \frac{2\omega_z}{T_v} \left(u_g \frac{\partial T_v}{\partial x} + v_g \frac{\partial T_v}{\partial y} \right). \quad (7.1)$$

де T_v – віртуальна температура.

Оскільки в нижній частині шару (а це може бути вся тропосфера) $\frac{\partial T_v}{\partial x} > 0$, $u_g < 0$ і $\frac{\partial T_v}{\partial y} \approx 0$, то $\frac{\partial \Omega_z}{\partial t} > 0$ і $\Omega_z(t) > 0$. З цих міркувань випливає дуже важливий висновок: *горизонтальна різниця віртуальних температур одночасно породжує вихровий рух (циркуляцію) як у вертикальній, так і горизонтальній площині.* Влітку на материку формується циклонічний вихор.

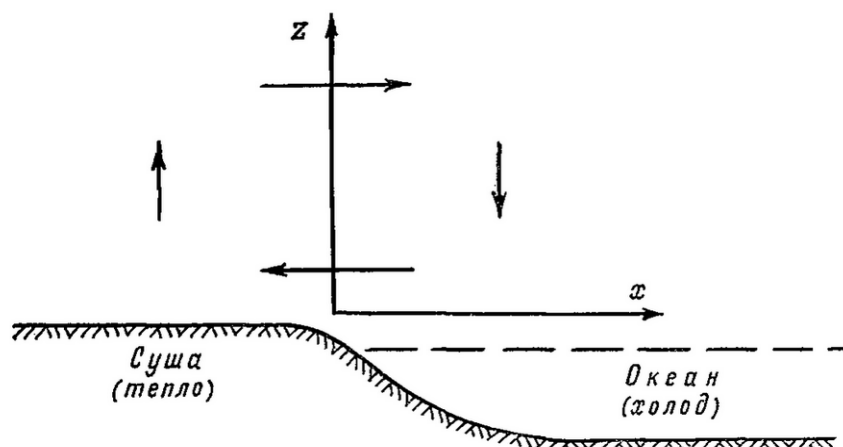


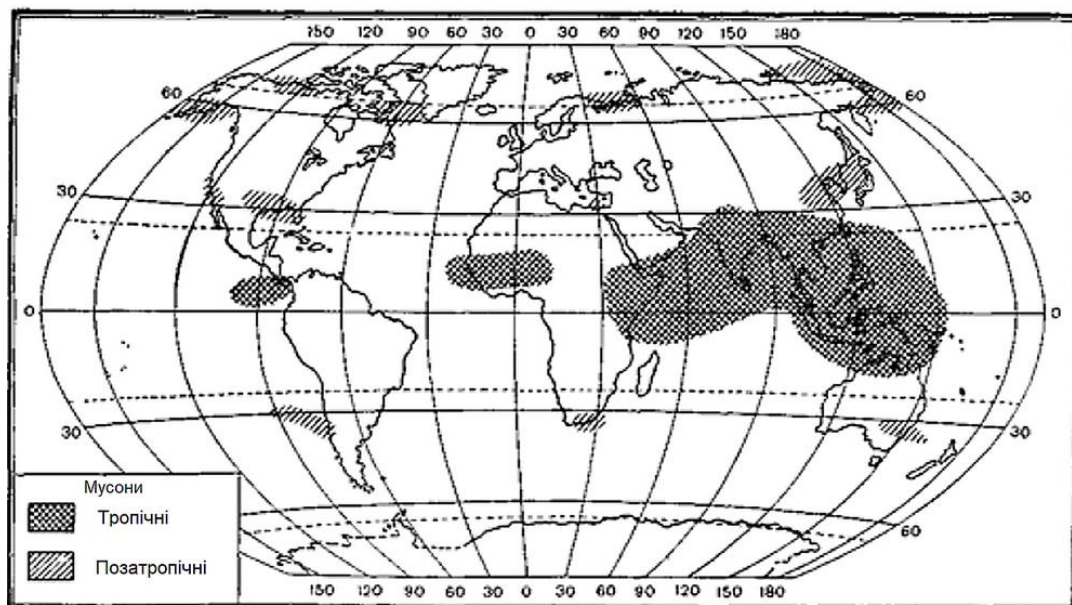
Рисунок 7.2 – Схема мусонної циркуляції влітку

Циклонічний вихор у горизонтальній площині породжує додатковий висхідний рух (під впливом сил тертя), який, у свою чергу, сприяє збільшенню термічної нестійкості (у нижній частині шару зростає з часом вертикальний градієнт віртуальної температури).

Висхідний рух на материку та посилення термічної нестійкості (зростання γ) супроводжуються утворенням потужної хмарності та опадів у районах, охоплених мусонною циркуляцією. Підкреслимо ще раз, що мусон – це таке явище, при якому одночасно виникає і посилюється з часом вихровий рух (циркуляція) як у вертикальній, так і горизонтальній площині. Тим самим, вирішується давня суперечка, яку, зокрема, вели С.П. Хромов та В.В. Шулейкін, щодо структури мусону. Відповідно до В.В. Шулейкіна, мусонна циркуляція формується тільки у вертикальній площині (тобто вона є вихором з горизонтальною віссю за наявності як нижньої (мусон), так і верхньої (антимусон) течії, а також висхідної (влітку – над сушею) і низхідної (над океаном) руху С.П. Хромов вважав, що мусон – явище, в якому визначальну роль відіграє перенесення повітряних мас по горизонталі в системі синоптичних вихорів з вертикальною віссю (циклонів і антициклонів), при цьому верхня течія (антимусон) практично відсутня, а відтік маси з океану в одному районі компенсується припливом її в іншому.

Поєднання того й іншого ефекту призводить до того, що влітку на материках в цілому, а в деяких районах Індії, на південному сході Азії (рис. 7.3) особливо, створюються умови для виникнення висхідних рухів, що супроводжуються утворенням сильно розвиненої по вертикалі (переважно купчасто-дощової) хмарності та випадання сильних опадів.

Взимку, коли материки холодніші за океани формується мусонна циркуляція, протилежна за напрямком руху циркуляції, зображеної на рис. 7.2.



Рисуюнок 7.3 – Розподіл мусонних областей по земній кулі

В.В. Шулейкіним було отримано співвідношення між приземними температурними T_a та баричним полями P_a

$$\text{grad } P_a = -\Pi \text{ grad } T_a \quad (7.2)$$

де

$$\Pi = \frac{p_0}{2\bar{T}_0} \frac{gH}{RT_0 - gH} \quad (7.3)$$

де H – висота, на якій річні коливання горизонтальних температурних градієнтів перетворюються на нуль;

\bar{T}_0 – середня температура цього шару;

T, p – температура та тиск біля Землі, індекс «0» відповідає умовам, прийнятим за нормальні;

R – газова постійна.

Вираз (7.2) можна записати у вигляді⁹

$$\nabla P_a = -\Pi \nabla T_a.$$

Вираз (7.2) є квінтесенцією подвійного зв'язку теплової та гідродинамічної сторони явища мусонів: вони породжуються диференціацією тиску, що викликається різницею у прогріві океану та суші, а з іншого боку, самі впливають на температурне поле, переносючи тепло з океану на континент та у зворотному напрямку.

Експериментальна перевірка співвідношень (7.2) Шулейкіним на прикладі взаємодії північно-східної Атлантики з Європейським континентом показала, що коефіцієнт залишається постійним і приблизно дорівнює 1,6 тиску в гектопаскалях і температури в градусах Цельсія.

Експериментальні дані показую, що аномалії тиску, і температури, тобто їх відхилення від середньоширотних значень у різні сезони року мають додатні та від'ємні значення та відзначаються в центральних районах океанів та найбільш континентальних частинах континентів. Можна виділити області, що поширюються від берегової лінії вглиб океанів і континентів приблизно на 2500-3000 км, поза яких співвідношення (7.2) часто не виконується. Можна сміливо сказати, що це області відповідають суто континентальному чи суто океанічному клімату, не пов'язаному з взаємодіями у системі океан - континент.

⁹ ∇ – математичний оператор, набуває сенсу зі скалярною або векторною функцією, до якої він застосовується. Якщо скалярно помножити вектор ∇ на функцію ψ , то вийде вектор

$$\nabla\psi = \frac{\partial\psi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\psi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\psi}{\partial z}\vec{k} = \text{grad } \psi,$$

який є градієнтом ψ .

Співвідношення В.В. Шулейкіна (7.2) описує лише фізику сезонної взаємодії між океанами та континентами, при якій динаміку приводного шару можна вважати визначеною тепловими та вологістними градієнтами. Звичайно, що при дослідженні, наприклад, синоптичних процесів, при активному циклогенезі, а тим більше при аналізі мікромасштабної взаємодії, коли детально досліджується поле вітру над рухомими шорсткістями, теплові градієнти зовсім по-іншому пов'язані (а іноді й не пов'язані) з динамічними полями, це не дозволяє однозначно говорити про визначальне значення одних полів для інших, як у випадку з сезонними процесами. Те саме можна сказати і про кліматичні процеси, що характеризуються зовсім іншими параметрами зв'язку полів тиску та температури. Таким чином, використовуючи узгоджені між собою теплові поля океану та атмосфери, які сезонно змінюються, ми не вирішуємо завдання отримання середніх характеристик динамічних полів та їх узгодження з термічними, синоптичними процесами та кліматичною мінливістю.

Цікаво розглянути взаємодії полів тиску та температури залежно від розподілу суші та океанів на Землі за допомогою розкладання Фур'є вздовж кругів широти характеристик тиску, температури та розподілу океанів та суші, представлене функцією

$$S_{\varphi}(\lambda) = \begin{cases} +1, \lambda \in [\text{суша}] \\ -1, \lambda \in [\text{океан}] \end{cases}$$

де $\lambda = 0, 5, 10, \dots, 355^{\circ}$. У середніх широтах у розподілі океанів і суші вздовж широтних кругів переважають три перші гармоніки, причому головною є друга. Фази перших трьох хвиль атмосферного тиску виявилися близькими до фаз розподілу суші та океанів. Між полями тиску та температури виявлено зсув фаз, близький до $\pi/2$, причому змінюючий знак від сезону до сезону, що пов'язується з керуючою роллю зональних та меридіональних градієнтів температури.

Виявилось, що результуюча кількість повітря, що перетікає з континенту на океан в одиницю часу, досягає максимуму через 3 місяці ($\pi/2$) після досягнення над континентом максимуму надлишкових мас повітря. При цьому зсув фаз між мінімумом температури повітря і максимумом швидкості мусонних потоків склав близько чотирьох діб. За оцінкою Шулейкіна, перенесення тепла з моря на материк приблизно дорівнює $5 \cdot 10^7$ Вт через 1 м берегової лінії. Незважаючи на всю грубість припущень, зроблених В.В. Шулейкіним оцінки якісно чітко відбивали процес сезонної взаємодії океанів і континентів.

Найважливішим механізмом обміну теплом і вологою у системі океан - континент є мусонна циркуляція у районі півострова Індостан. Однак досі не зрозуміло, яку роль відіграє тепловий стан океану в літньому поширенні мусонної депресії та її зимовому відступі.

Цікаві коливальні механізми термобаричних взаємодій у системі океан - континент аналізуються у Північній Атлантиці. Простежити ці процеси можна з прикладу Північно-Атлантичного коливання, яке співвідноситься з виникненням «гойдалкоподібної» аномалії підвищеного тиску у субтропічних широтах Атлантики. Ця аномалія пов'язана із зонально орієнтованим контрастом зимових температур між Гренландією та Європейським континентом та виникненням додатної теплової аномалії над Європою, пов'язаної з інтенсивними опадами.

7.3 Формування та трансформація повітряних мас над океаном

Повітряні маси відрізняються однорідністю своїх фізичних властивостей, які можуть змінюватись у дуже широких межах. Ці властивості вони набувають за 4-10 діб, перебуваючи у осередку формування, тобто в географічному районі з однорідною підстильною поверхнею і в однорідних радіаційних умовах, причому найбільш сприятливими для формування повітряних мас (ПМ) є антициклони. ПМ вважається сформованою, коли припиняються зміни середньої добової температури. Після цього ПМ може більш менш тривало зберігати свою індивідуальність. Осередки формування ПМ на просторах Світового океану та суші розташовуються, як це видно на прикладі північної півкулі (рис. 7.4-7.5), переважно зонально. Залежно від цього виділяються чотири основні типи ПМ, із властивими їм термічною стратифікацією, значеннями температури та вологості у підстильній поверхні та на висотах, а також характеристиками прозорості.

Над полярними районами Світового океану, розташованими всередині північного і південного полярних кругів, де знаходяться великі поля льодів, що дрейфують, а також вільні від льодів або не замерзаючі моря, формується *морське арктичне (антарктичне) повітря* (МАП і МАНП). У тих випадках, коли процес формування відбувається над льодовими полями різної згуртованості, маси повітря відрізняються дуже низькими температурами, виключно малим вмістом вологи і високою прозорістю.

При утворенні ПМ над вільними від льоду акваторіями або незамерзаючими морями нижні шари цієї повітряної маси відрізняються вищим вмістом тепла та вологи. Арктичне повітря в осередку свого формування є стійко стратифікованим, особливо над льодовими полями. У цьому випадку в нижніх шарах арктичного повітря виразно виражений інверсійний розподіл температури.

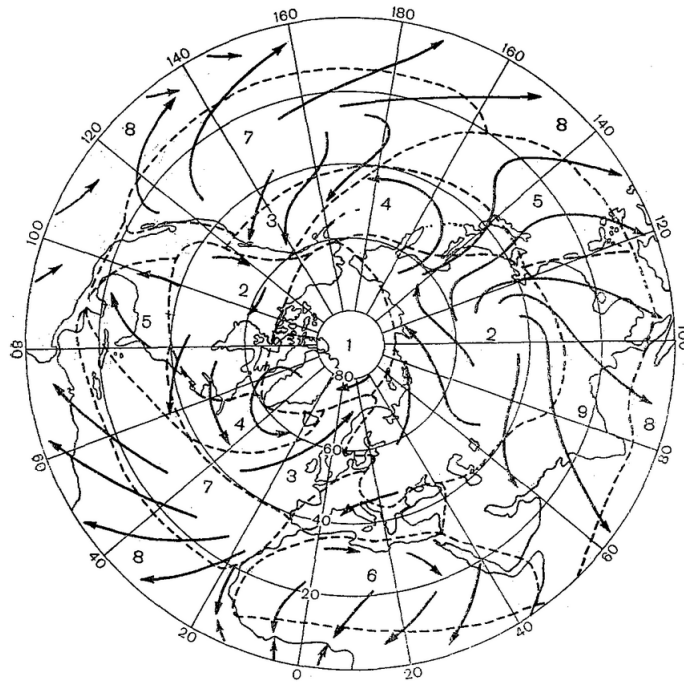


Рисунок 7.4 – Осередки формування ПМ узимку. По. С. Петтерсену.
 Повітря: 1 – арктичне; 2 – континентальне помірних широт; 3 – морське помірних широт; 4 та 5 – перехідне; 6 – континентальне тропічне; 7 – морське тропічне; 8 – екваторіальне; 9 – мусонне

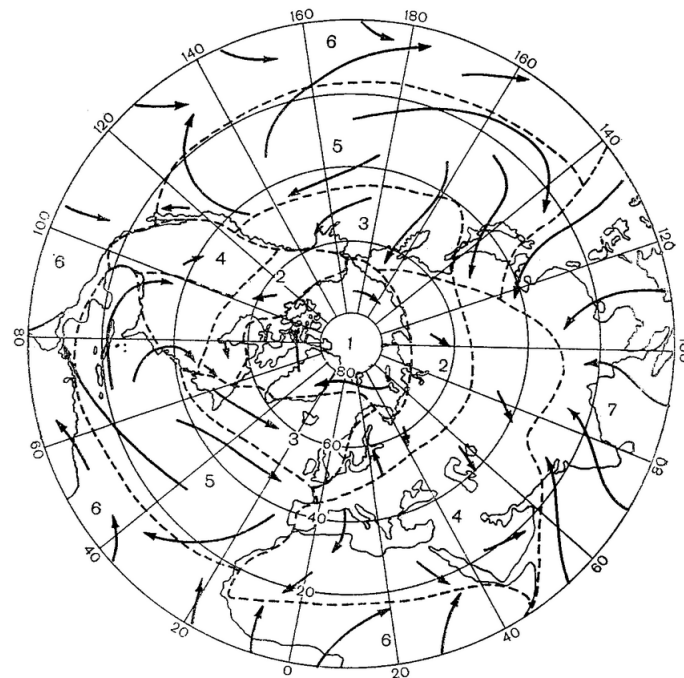


Рисунок 7.5 – Осередки формування ПМ узимку. По. С. Петтерсену.
 Повітря: 1 – арктичне; 2 – континентальне помірних широт; 3 – морське помірних широт; 4 – континентальне тропічне; 5 – морське тропічне; 6 – екваторіальне; 7 – мусонне

Повітря помірних широт (ПУШ) над Світовим океаном, зокрема на північному сході Атлантики, відрізняється відносно підвищеними

температурами, високим вмістом вологи і зниженою прозорістю. Протягом року в осередку формування морського повітря помірних широт властива нестійка стратифікація. Над континентами ПУШ має сезонну мінливість своїх фізичних характеристик. У холодний період для цієї ПМ типові низькі температури, незначний вміст вологи, знижена прозорість, стійка стратифікація з інверсійним розподілом температури в нижніх шарах. Влітку континентальне повітря помірних широт значно прогріте, насичене вологою та нестійко стратифіковане.

Морське тропічне повітря (МТП), яке формується в антициклонах субтропічного поясу високого тиску, відрізняється помірно високими температурами та великим вмістом вологи. Стратифікація переважно стійка, особливо у літній період. Над континентами тропічне повітря характеризується винятковою сухістю, високими температурами та різко вираженою нестійкою стратифікацією.

Екваторіальне повітря (ЕП), яке є продуктом трансформації тропічного повітря, формується біля екватора над дуже однорідною в термічному відношенні підстильною поверхнею і ледь помітними її річними змінами. Цій ПМ властиві відносно високі температури, великий вміст вологи і нестійка стратифікація.

Кожній із перелічених повітряних мас, внаслідок її фізичних властивостей, притаманні ті чи інші погодні умови. Переважання в даному районі в той чи інший сезон ПМ певного типу чи типів обумовлює характерний для зазначеного району кліматичний режим.

Сумежні між собою, але різні за фізичними властивостями повітряні маси поділяються *головними (кліматологічними) фронтами*, які є сильно похилими до підстильної поверхні порівняно вузькими (десятки кілометрів) перехідними зонами, що простягаються на тисячі кілометрів. У вертикальному напрямі фронтальні зони простежуються майже до стратосфери. З іншого боку, між повітряними масами одного і того ж географічного типу існують вторинні фронти. *Головними фронтами* є: арктичний (антарктичний), що поділяє АП (АнтП) від ПУШ; фронт помірних широт між ПУШ та МТП. Обидва ці фронти не є суцільними зонами, а є окремими гілками, на яких розвиваються сімейства циклонів. Маси МТП та ЕП поділяє тропічний фронт. Фронти перебувають у стані безперервного формування та розмивання. Разом з ними формуються, змінюють властивості та в кінцевому рахунку втрачають індивідуальність повітряні маси. З фронтальними зонами пов'язані особливі погодні умови.

7.4 Аномалій температури поверхні океану та їх вплив на теплову взаємодію океану та атмосфери

Оцінка та прогноз *аномалій температури поверхні океану* (АТПО) є не лише однією з найважливіших проблем взаємодії океану та атмосфери, а й ключовим питанням у довгостроковому прогнозуванні погоди. АТПО використовуються як «океанський сигнал» у моделях загальної циркуляції атмосфери, які генерують відгук останньої на позитивні або негативні відхилення теплового стану океану від норми в тому чи іншому районі.

Аналізу формування, поширення та прогнозу АТПО присвячена велика кількість робіт. Однією з ключових проблем генезису АТПО, що обговорюється багатьма авторами, є роль адвекції тепла течіями при їх формуванні. Зональне поширення аномалій, відповідальне за 20-30 % внутрішньорічної дисперсії ТПО. У ряді робіт визначальна роль адвекції у формуванні та перенесенні аномалій ставиться під сумнів. В цьому випадку їх виникнення пов'язують із потоками тепла через поверхню. Теплообмін через поверхню пояснює 90-95 % сезонної мінливості ентальпії верхнього шару. Виникнення аномалій може бути зобов'язане і радіаційно-термічними зворотними зв'язками, наприклад, через хмарність. Складніший, ніж прямий, вплив адвекції на аномалії впливає з результатів, що доводять поширення аномалій з фазовими швидкостями вищими, ніж швидкості течій. В цьому випадку як механізм пропонується існування зворотних зв'язків між температурами води і швидкостями вітру. У роботах, присвячених атмосферному механізму збудження АТПО, вказується, що швидкий розвиток аномалій може відбуватися за рахунок позитивного зворотного зв'язку з довгими стоячими хвилями в атмосфері та бароклінічними циклонічними хвилями.

Зауважимо, однак, що велика кількість робіт, які аналізують процеси генерації та еволюції аномалій з різних позицій і приходять часом до висновків, що суперечать один одному, сходяться в одному – методі виділення самих аномалій. Цей метод полягає у відніманні з середньомісячних щорічних рядів кліматичного сезонного ходу, що приймається за норму.

Як було зазначено вище, океан впливає на атмосферу через потоки тепла і вологи, які у певній мірі залежать від теплового стану верхнього шару океану. Це було помічено ще в роботах 30-40-х років при спробі пов'язати характер підстильної поверхні з погодними умовами. У цілому циклі досліджень синоптичного характеру розглядалися особливості атмосферної циркуляції та погода залежно від АТПО у різних районах океану. У зв'язку з великими труднощами виділення вкладу окремих чинників у формування атмосферних процесів під час використання статистичних методів почали широко застосовуватися гідродинамічні моделі. З їхньою допомогою була пояснена тенденція до утворення

атмосферного циклонічного вихору в областях, де прогрівання повітря більше, ніж у навколишніх районах, або охолодження менше, ніж на периферії області. Тенденція до зростання тиску та антициклогенезу відбувається в областях, де просторовий розподіл потоків тепла протилежний викладеному. Виявилось, що врахування просторової неоднорідності теплообміну між атмосферою та підстильною поверхнею уточнює траєкторії баричних утворень. Зрозуміло, що чим більша просторова неоднорідність потоків тепла, тим більше вони впливають на атмосферні процеси. Проте АТПО, зазвичай, невеликі за значенням, хоча існують тривалий час. Тому виникла проблема оцінки їхньої значущості.

Усі методи вивчення впливу теплового стану океану на атмосферні процеси за допомогою гідродинамічних моделей мають однаковий підхід. Задаються у різних діапазонах варіації температури окремих районів океану при інших рівних умовах і оцінюються зміни стану атмосфери.

Слід зазначити одну особливість методики проведення таких експериментів – необхідність оцінки статистичної значущості результату. Дійсно, модель атмосфери має власний «рівень шуму». Це означає, що модель атмосфери при чисельному її інтегруванні протягом тривалого часу «забуває» початкові умови і починає коливатися біля свого «кліматичного» фону.

Наведемо результати розрахунків відгуку атмосфери на АТПО, задану в реальних масштабах, виконані на початку 70-х років під час експерименту з моделювання загальної циркуляції атмосфери за допомогою шестирівневої моделі NCAR. Методика проведення експериментів полягала у наступному. Від тих самих початкових умов, що відповідають модельному січню, проводилося чотири рази чисельне інтегрування моделі на 3-місячний інтервал, причому в одному випадку ТПО вважалася середньою багаторічною за січень, в іншому випадку в поле цієї температури була введена аномалія в Тихому океані в районах, вказаних на рис. 7.6. Саме ці райони, за даними американських дослідників, є зонами впливу АТПО Тихого океану на погоду в США.

У третьому експерименті задані аномалії було збільшено втричі. Ці аномалії, звичайно, не реальні, зате дали ясно виражений результат, що дозволило судити про відгук атмосфери на вплив океану. Нарешті, в четвертому експерименті аномалії були внесені в ті ж райони, але випадковим чином і дорівнювали або $+1^{\circ}\text{C}$, або -1°C .

Для аналізу відгуку атмосфери на ці впливи було обрано поле температури повітря на висоті 1,5 км, тобто це найнижчий рівень у моделі, який розташований у вільній атмосфері, і тому на ньому термічний вплив океану має бути найефектнішим. У всіх чотирьох експериментах це заносилося в пам'ять комп'ютера. Потім були знайдені поля різниць між випадком з аномалією та контрольним випадком без аномалії. Аналіз цих

полів показав подібність між ними у разі, якщо задані аномалії були звичайної величини.

Тільки при сильно перебільшених аномаліях з'являються систематичні відмінності від суто випадкового у відгуку моделі атмосфери. Відгук атмосфери найбільш суттєвий саме над зоною внесення аномалій, причому над додатною аномалією відгук сильніший, ніж над від'ємною. Цей факт демонструє сильну нелінійність реакції атмосфери, тому що в лінійному випадку відгук на однакові аномалії, але протилежні за знаком, був би симетричний. Те, що додатні аномалії сильніші, ніж від'ємні діють на атмосферу, пов'язано з ослабленням стійкості атмосфери та відповідною інтенсифікацією теплообміну. Слід зазначити, що зі збільшенням інтервалу осереднення результатів від місяця до сезону, характер впливу океану на атмосферу не змінився; лише перебільшена аномалія викликала помітний відгук атмосфери, хоча характер «дальнодіючого» впливу АТПО на аномалії температури повітря над Північною Америкою описано моделлю правильно.

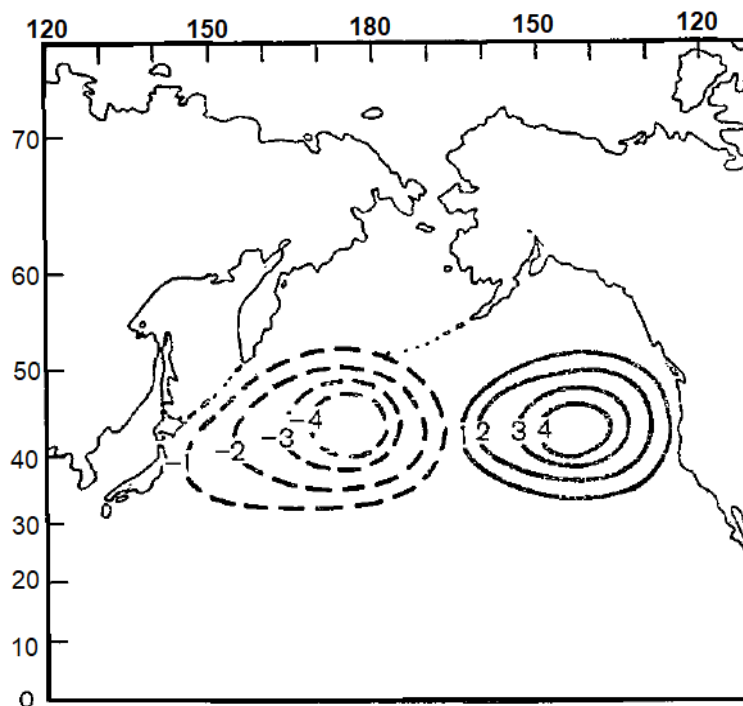


Рисунок 7.6 – Розподіл АТПО (°C), використаний у чисельних експериментах [13]

Аналіз результатів експерименту на статистичну значимість показав, що при малих значеннях АТПО ймовірність того, що відгук атмосфери у деяких районах земної кулі є наслідком цих аномалій має низькі значення, це свідчить про відсутність зв'язку. Але в деяких районах ймовірність зв'язку становить дев'ять із десяти випадків. Інакше справа з випадком

сильно перебільшених аномалій. У цій ситуації на карті були великі області, де вплив АТПО на розвиток атмосферних процесів безсумнівний.

Таким чином, проаналізований експеримент показує, що вплив реальних за значенням та положенням АТПО на температуру в нижній атмосфері є статистично незначущим.

Як наведений експеримент, так і моногі інші експерименти з оцінки впливу реальних АТПО на температуру і циркуляцію атмосфери не виявили істотних і змін стану атмосфери. Поки що рано робити висновок про те, що АТПО повинні бути не меншими від якогось певного значення, щоб помітно впливати на атмосферу і не бути заглушеними іншими факторами. Можливо, що чутливість математичних моделей до малих збурень ще недостатня. Недостатній і рівень знань про протікання процесів, як утворення та розсіювання хмар, турбулентне перемішування, вертикальні рухи та інших, які пов'язані з потоками тепла та вологи та істотно впливають на термодинамічні поля атмосфери та їх стійкість. Точність і надійність взаємозв'язків між ними поки що не така висока, що б математична модель могла однозначно накопичувати малі збурення.

Пізніші дослідження також підтверджують результати експерименту. Якщо коротко підсумовувати більшість результатів численних досліджень відгуку атмосферної циркуляції на АТПО у середніх широтах на внутрішньосезонних та міжрічних часових масштабах, можна зробити такий висновок. По-перше, значного відгуку АТПО в зимовій циркуляції атмосфери немає. По-друге, між АТПО та відгуком, як правило, існує негативний зворотний зв'язок (динаміка компенсує локальне джерело). Проте частина моделей загальної циркуляції за певних конфігураціях АТПО показувала наявність позитивного зворотного зв'язку. Чи приводив цей зв'язок до збудження коливань – неясно. Можна також з упевненістю сказати, що проблема взаємодії атмосфери та океану в середніх широтах у режимі річного ходу досі залишається відкритою.

У моделях типу Ель-Ніньо – Південне коливання, докладно про які мова піде нижче, виникнення нестійкості низькочастотних екваторіальних збурень, що генеруються системою океан - атмосфера пояснюється за допомогою наступних якісних міркувань. Припустимо, що у західній частині екваторіальної зони з якихось причин виникла локальна додатна АТПО. Тоді безпосередньо над нею сформується конвективна зона з висхідними вертикальними рухами і конвергенцією швидкості у нижніх шарах атмосфери, тобто із західними вітрами на захід та східними вітрами на схід від області аномалії, конвергенція швидкості течії у верхньому квазіоднорідному шарі океану і, отже, даунвеллінг та поглиблення термокліну. Як відомо, ТПО зменшується із заходу на схід. Тому адвективне перенесення на захід від аномалії сприятиме подальшому підвищенню ТПО в аномалії та зміщенню її на схід.

Інша ситуація складається на схід від аномалії. Тут підвищення чи зниження ТПО визначається конкуренцією двох чинників – апвеллінга, створеного локальними східними вітрами, і даунвеллінга, утвореного бароклінічними хвилями Кельвіна, що розповсюджуються на схід (вони індукуються західними вітрами на західній периферії аномалії). Перший чинник викликає зниження ТПО, другий її підвищення. Переважання того чи іншого чинник залежить від відносної інтенсивності та зональної протяжності смуг аномальних західних та східних вітрів. Оскільки за інших рівних умов інтенсивність і зональна протяжність смуги аномальних західних вітрів більша, ніж східних, даунвеллінг переважатиме над апвеллінгом, і додатна аномалія в процесі своєї еволюції повинна посилюватися і зміщуватися на схід.

Аналогічно пояснюється посилення від'ємної АТПО: зниження ТПО викликає пригнічення конвекції, ослаблення західних вітрів, переважання апвеллінгу над даунвеллінгом і зрештою подальше зниження ТПО на схід від аномалії. Якщо це зниження ТПО супроводжується зменшенням розмірів конвективної зони в атмосфері та посиленням східних вітрів, то інтенсифікація апвеллінгу, ще більше зниження ТПО та усунення від'ємної АТПО на захід стають неминучими.

Виниклі аномалії ТПО зазвичай мають стійку тенденцію до подальшого збереження. Океан у термічному відношенні набагато консервативніший, ніж атмосфера, що є наслідком його високої питомої теплоємності. Типова тривалість існування аномалій у Північній Атлантиці становить 7-12 місяців, проте були відзначені навіть періоди з тривалістю понад 50 місяців. Є два періоди максимумів високої міжмісячної кореляції – зимові та літні місяці. Якщо врахувати весняні та осінні місяці, кореляція знижується. Періоди зі слабкою кореляцією відповідають сезонам найстійкішого вертикального розподілу температури. Аномалії ТПО, що сформувалися в періоди високих міжмісячних кореляцій, протягом весни та осені часто не виявляються, проте аномалії, що утворилися на початку зими або літа, можуть зберігатися протягом весни або осені. Результати досліджень зв'язку аномалій температур повітря у Європі та Західному Сибіру показали, що найтісніший зв'язок спостерігається у періоди грудень-квітень та травень-вересень. Не виключено, що у певні пори року висока стійкість розподілу температури в атмосфері та океані визначається великомасштабними атмосферними процесами. Може також виявитися, що встановлення стійкого стану в одному середовищі спонукає до переходу в цей стан в інше.

7.5 Інерційний зв'язок між температурою поверхні океану та атмосферним тиском

Результати досліджень показали, що якщо ТПО на великих площах на південь від Ньюфаундленду виявляється нижче за середню, це призводить до появи наступного місяця блокуючих типів циркуляції над Північною та Західною Європою. Якщо океан у цьому районі тепліше звичайного, розвивається зональний тип циркуляції. У цьому випадку створюються сприятливі умови для утворення над Атлантикою циклонів, багато з яких досягають Європи. Механізм таких інерційних зв'язків, безперечно, пов'язаний із виникненням складних аномалій балансу тепла, породжених аномаліями ТПО. Додаткова водяна пара, що надійшла з океану в атмосферу, може переноситися на багато тисяч миль, поки не відбудеться її конденсація. Градієнт температури в Атлантиці близько 50° пн.ш. посилюється, коли море біля Ньюфаундленду тепліше, ніж зазвичай (додатна аномалія ТПО), проте, якщо море холодніше норми (від'ємна аномалія ТПО), градієнт посилюється близько 30° пн.ш., і тоді циклонічна діяльність та головна вісь висотного західного переносу зміщуються на південь, даючи можливість величезним блокуючим антициклонам формуватися далі на північ – над Великобританією та Скандинавією.

Існування аномалій ТПО протягом тривалого часу може призвести до стійкої або повторюваної аномальної атмосферної циркуляції. Так, Немайєс звернув увагу на те, що від'ємна аномалія ТПО біля східного берега південного краю Гренландії з середини 1958 по 1960 р. створила стійке блокування в Північно-Східній Атлантиці та від'ємні аномалії опадів над Скандинавією. Протягом літа 1968 р. поблизу 44° пн.ш., 50° зх.д. температура моря була на 4° С нижче норми, при цьому тиск у липні-серпні в районі Шетландських островів було на 8 мбар вище норми. Одночасно мали місце різко виражені аномальні східні та північно-східні вітри над більшою частиною Великобританії. Утворення холодної води, мабуть, відбулося в результаті незвичайної циклонічної активності навесні 1968 р. Це викликало апвелінг холодної води і сповільнило прогрівання океану саме в той період, коли воно найбільше. Через чотири роки, влітку 1972 р., танення величезної кількості пакового льоду в Західній Атлантиці призвело до охолодження води та зростання перепаду температури між північчю і півднем, тобто між арктичними водними масами та Північно-Атлантичною течією.

В результаті цього розвинулася від'ємна АТПО на північ від 45° пн.ш. і додатна на південь від 45° пн.ш. Тому циклони, які виникали над Атлантикою і посилювалися вздовж лінії максимального градієнта температури, постійно несли похмуру та холодну погоду до Великобританії. Це було причиною того, що липень 1972 р. виявився найхолоднішим за сторіччя у багатьох районах Сполученого Королівства.

Аналогічні інерційні зв'язки можуть бути виявлені щодо розподілів АТПО в інших районах. Так, додатна АТПО у Біскайській затоці в липні обумовлює теплу погоду наступного місяця у Великій Британії.

Немайєс продемонстрував зв'язок між додатною АТПО в центральному районі Тихого океану та зниженим тиском взимку на південь від Алеутських островів. Крупномасштабні взаємодії між атмосферою і північною частиною Тихого океану можуть викликати флуктуації клімату протягом місяців і сезонів і на просторах більших, ніж сам океан, аж до масштабів півкулі.

Наприклад, влітку 1962 р. в районі 40° пн.ш., 170° зх.д. стійка антициклонічна погода сприяла прогріванню верхнього шару океану. Восени в цьому районі завдяки аномальній тепловіддачі в атмосферу мав місце інтенсивний циклогенез. Незважаючи на те, що пояснити стійке збереження початкової додатної АТПО непросто, оскільки можна очікувати, що циклонічна діяльність викличе дивергенцію в екманівському шарі, апвелінг і охолодження. Тому запропоновані механізми зворотного зв'язку, що встановлюється за таких процесів вищою мірою дискусійні. Робота Немайєса показала, що зворотний зв'язок, проте, існує, причому термічний стан океану сприяє формуванню атмосферних систем, що підтримують знак первинної аномалії температури. Області низького тиску, які виникають над теплою поверхнею, зменшують втрати тепла за рахунок випаровування, зволожуючи нижній шар повітря опадами та затримуючи зустрічне випромінювання хмарами.

Висотна улоговина, яка встановлюється над центральною частиною Тихого океану, породжує систему планетарних хвиль нижче по потоку, над Північною Америкою та Європою, шляхом баротропної адвекції вихору швидкості. Після цього гребінь розташовується уздовж західного берега Північної Америки, а улоговина – вздовж її східного узбережжя. Таким чином, атмосфера має здатність впливу на відстані і впливає на віддалені території.

В результаті ряду проведених досліджень було сформульовано такі положення:

1. Додатна АТПО влітку поблизу східного узбережжя Північної Америки може збільшити постачання водяною паром південних повітряних течій та посилити опади, особливо у тропічних циклонах. З іншого боку, поява холодної води вздовж Атлантичного шельфу супроводжується посухою в північно-східній частині Північної Америки. Подібні зв'язки було виявлено для Південної Австралії.

2. Від'ємна АТПО, яка сформується влітку та на початку осені в Тихому океані, зазвичай призводить до антициклогенезу. Температура води швидко реагує на аномальний антициклогенез, при якому інсоляція зростає та зменшується апвелінг. Таким чином, цей тип аномалій є саморуйнівним і тому недовговічним.

3. Додатна АТПО, що утворюється влітку і на початку осені в Тихому океані, має тенденцію супроводжуватися посиленням циклонічної діяльності. Зауважимо, що для того, щоб аномалії температури води помітно впливали на атмосферу, в атмосфері повинен зароджуватися відповідний тип циркуляції. Таким чином, область теплої води в центральних широтах східної частини Північного Тихого океану не могла б підтримувати циклогенез, оскільки тенденції, що лежать в основі кліматичного розподілу тиску, не сприяють появі області низького тиску в цьому районі. Для того щоб могла виникнути область систематичного циклогенезу, загальна циркуляція повинна бути така, щоб спрямовувати циклони, які зароджуються, до області з аномально високою ТПО.

4. У районах з високим градієнтом ТПО створюється сильна бароклинність, що посилює циклогенез.

7.6 Тропічні циклони

Тропічний циклон – область зниженого тиску в тропіках, з якою пов'язана вихроподібна система руху мас теплого вологого повітря. Зазвичай термін тропічний циклон (ТЦ) застосовують до тих систем руху, які характеризуються дуже сильними вітрами та сильними зливами. Горизонтальні розміри ТЦ коливаються від 300 до 1500 км. Радіус області вітрів максимальної швидкості досягає кількох десятків кілометрів і зазвичай не перевищує 100 км, проте вітри зі швидкістю $V > 15$ м/с можуть поширюватись до 500 км від центру циклону. Розвинений ТЦ поширюється по вертикалі до висоти 13-15 км. Пов'язана із ТЦ циркуляція захоплює всю тропосферу. Інтенсивність циркуляції найбільша в нижній тропосфері, з висотою вона зменшується.

Тиск у центрі розвинених тропічних циклонів зазвичай становить 950-970 гПа. Відзначалися випадки, коли тиск у центрі падав нижче 900 гПа. Для тропічних циклонів характерні великі горизонтальні градієнти тиску 14-17 гПа/100 км. В окремих особливо сильних ураганах вони досягали 60 гПа/100 км.

Спостерігається також асиметричність у розподілі горизонтальних градієнтів тиску. Праворуч від напрямку руху ТЦ вони більші, ніж ліворуч. Це пояснюється накладенням баричного поля циклону на баричне поле потоку, де він рухається.

З ТЦ пов'язані дуже сильні вітри ($V > 33$ м/с), обумовлені великими градієнтами тиску. Руйнівні властивості циклонічних вітрів посилюються їх шквалистим характером. Тропічні циклони, що досягають штормової та ураганної інтенсивності, мають теплу центральну частину. У міру віддалення від центру циклону температура падає. Поблизу Землі перепади температур між центром і периферією слабкі, але з висотою вони

збільшуються, досягаючи найвищого значення лише на рівні близько 10 км. Тут перепад може досягати 10-15° С.

ТЦ виникають над тропічними частинами океанів і морів, причому найбільше новоутворень відзначається між 10 і 20° широти. Зародком ТЦ є так зване початкове циклонічне обурення (ПЦО). Над тропічними морями та океанами існує багато подібних обурень. На щоденних картах погоди їх можна нарахувати понад десяток. Однак лише деякі з них перетворюються на тропічний циклон навіть у тих випадках, коли опиняються у сприятливих умовах для свого розвитку.

Поки що загальноприйнятої теорії тропічного циклогенезу немає. Погляди метеорологів по дорозі можливого вирішення цієї проблеми розходяться. Різноманітність думок можна уявити у вигляді двох концепцій. Одна концепція виходить з припущення у тому, що основою циклогенезу в тропіках є організована конвекція, друга передбачає вплив зовнішніх позатропічних процесів.

У Тихому океані тропічні циклони, як правило, виникають серіями по 2-3 циклони. У Атлантиці переважно утворюються поодинокі циклони. У процесах тропічного циклогенезу вдалося встановити певну періодичність. Так, у сезон ураганів пік активності циклогенезу простежується кожні 17-18 діб. Періодичність тропічного циклогенезу безумовно пов'язана з циклонічною діяльністю атмосфери у позатропічних широтах, у результаті якої мають місце холодні вторгнення, які досягають низьких широт. Накладаючись на хвилеві збурення, що існують у тропіках, ці вторгнення посилюють нестійкість і тим самим сприяють розвитку збурень [25].

Безпосередньою причиною виникнення ТЦ часто є поширення глибокої висотної полярної улоговини з помірних широт у тропіки. Така улоговина проводить ініціювання ПЦО, а її поступальний рух призводить до того, що ПЦО, яке виникло, виявляється під висотним гребенем. Іншими словами, створюється найбільш сприятлива для циклогенезу ситуація, коли в нижніх шарах спостерігається конвергенція, пов'язана з ПЦО, і у верхній тропосфері дивергенція, пов'язана з висотним гребенем.

Виникнення замкнутої циркуляції – лише початок формування циклону. Для підтримки циклонічної циркуляції необхідно постачати циклон, що виникає, енергією. Вважають, що енергію циклон «черпає» із поверхні океану. Давно помічено, що циклони виникають і розвиваються над водною поверхнею, температура якої не нижче 26° С. Більше того, добре розвинений циклон, потрапляючи на холоднішу поверхню океану, починає швидко заповнюватися. Якщо згадати ще, що максимальна повторюваність тропічних циклонів відзначається наприкінці літа - на початку осені, коли поверхня океану повсюдно найбільш прогріта, то сумнівів у джерелі енергії для циклонів майже не залишається. Безумовно, таким джерелом є океан. В.В. Шулейкін показав, що тропічний циклон

можна розглядати як теплову машину, нагрівачем якої є поверхня океану, а холодильником – атмосферне середовище, що оточує циклон. Якщо це так, стає зрозумілим, чому, наприклад, у південній частині Атлантичного океану не виникають тропічні циклони. Там через холодні течії температура поверхні води нижча, ніж в інших тропічних частинах океанів і, отже, тепла машина не працює.

Наявність джерела енергії ще не вирішує питання постачання нею циклону. Повинен існувати механізм, безперервного надходження енергії та її перетворення на кінетичну енергію. Надходження енергії може здійснюватися шляхом безпосереднього контакту циклону з водною поверхнею, але цього виявилось б замало для розвитку шторму. Основний механізм передачі енергії складається з ланцюжка фазових перетворень води. Вологе повітря, залучене в сильно розвинену конвекцію у вологонестійкій атмосфері, у процесі конденсації виділяє величезну кількість тепла. Тепло перетворюється на кінетичну енергію циклону. Її дисипація за рахунок тертя безперервно компенсується новими порціями енергії, що надходить через механізм конвекції.

Довгий час вважалося, що основна причина утворення тропічного циклону полягає саме в наявності вологого нестійкого повітря та розвитку конвекції. Тепер ясно, що конвекція є однією з умов утворення тропічних циклонів, але одна конвекція у відриві від інших умов не може бути причиною тропічного циклогенезу.

Таким чином, відомо, що утворенню тропічних циклонів сприяє поєднання наступних умов:

- а) наявність ПЦО;
- б) бароклинна нестійкість, яка залежить від горизонтального градієнта температури, або баротропна нестійкість, яка визначається горизонтальним зсувом вітру вздовж меридіана;
- в) достатнє для створення ефекту, що «закручує», значення сили Коріоліса;
- г) температура поверхні океану не менше 26° С;
- д) конвективна нестійкість атмосфери, сприятлива для розвитку проникаючої конвекції¹⁰.

Традиційно існує розподіл Світового океану на шість основних районів зародження тропічних циклонів – шість зон активного тропічного циклогенезу [26]:

у Північній півкулі:

I регіон. Північний захід Тихого океану (Жовте море, Філіппінські острови і Тихий океан на схід від них до 170° сх.д.);

II регіон. Північний схід Тихого океану (Тихий океан на захід від Мексики);

¹⁰ Проникаюча конвекція – розвинена конвекція, що пронизує атмосферу іноді до висоти стратосфери, з якою зазвичай пов'язане утворення купчастих та купчасто-дошових (грозових) хмар

III регіон. Атлантичний океан (Тропіки північного Атлантичного океану, особливо на заході океану – в Карибському морі, у районі Малих Антильських островів й у Мексиканській затоці, і на сході океану – у районі островів Зеленого Мису);

IV регіон. Північ Індійського океану (Бенгальська затока, Аравійське море);

у Південній півкулі:

V регіон. Південь Індійського океану (Індійський океан між Мадагаскаром та Маскаренськими островами, Індійський океан між північно-західним узбережжям Австралії та Кокосовими островами);

VI регіон. Південь Тихого океану (Тихий океан на схід від Нової Гвінеї та північної Австралії (Квінсленду) до островів Самоа).

Тропічні циклони переважно зміщуються зі сходу на захід із середньою швидкістю близько 20 км/год. Однак нерідко їхні траєкторії мають дуже вигадливий вигляд. Якщо циклон потрапляє на материк, залишаючись ще у тропіках, він швидко згасає над сушею. Але якщо циклон досягає широт, близьких до тропіка (20-30° широти), залишаючись над океаном, він огинає із заходу субтропічний антициклон, виходить із тропіків, потрапляє в західний зональний потік середніх широт і змінює напрямок руху з північно-західного на північно-східний. Точка траєкторії, у якій переміщення циклону змінюється із північно-західного на північно-східне, називається *точкою повороту*. Грубо траєкторії переміщення ТЦ можна розділити на три основні типи: квазіпрямолінійні, криволінійні та петлеподібні.

7.7 Енергоактивні зони океану

Під *енергоактивними зонами океану* (ЕАЗО) розуміють райони океану, які найбільше впливають на процеси в кліматичній системі. Довготривалі зміни стану атмосфери визначаються насамперед процесами енерго-, волого- та теплообміну в системі океан - атмосфера. На основі концепції ЕАЗО було запропоновано методику виявлення пов'язаних районів атмосфери над океаном та материком, мінливість у яких взаємопов'язана. Новим у теорії клімату став аспект, згідно з яким важлива не тільки інтенсивність «океанського сигналу», але і його мінливість. Міра мінливості – дисперсія потоку тепла – виявилася тісно взаємопов'язаною з дисперсією реакції атмосфери над материками.

Регулярний моніторинг ЕАЗО розкрив складну локальну гідрофізичну структуру вод у цих зонах і виявив їхній важливий вплив не тільки на атмосферу, а й на глибинні шари океану. Просторова неоднорідність потоків тепла в ЕАЗО та їх часова мінливість є ключовою ланкою в кількісному описі теплообміну в системі океан - атмосфери.

Основний механізм впливу ЕАЗО на формування клімату полягає в тому, що аномалії хмарності в ЕАЗО за допомогою «екранування» сонячної радіації призводять до аномалій тепловмісту діяльного шару океану. Ці аномалії, які формуються в основному в західних секторах океану, переносяться теплими течіями до східних секторів, що породжує аномалії циклогенезу, які переносяться західно-східним зональним потоком, викликаючи довготривалі аномалії погоди та клімату. Ці процеси довготривалі, а кліматичні зв'язки асинхронні з часовим зсувом не більше 2-8 місяців. Істотна роль в формуванні асинхронних зв'язків належить аномально високим значенням міжрічних дисперсій компонентів радіаційного балансу. Підвищена енерговіддача з океану в атмосферу у вигляді потоків явного та прихованого тепла обумовлена горизонтальними контрастами температури на гідрологічному фронті між холодними та теплими течіями та ЕАЗО.

У спектрі збурень погоди та клімату мають існувати два максимуми, спричинені впливом ЕАЗО:

- високочастотний, обумовлений передачею збурень через атмосферу;
- низькочастотний, обумовлений передачею збурень через океанські течії (асинхронний зв'язок).

В якості індикаторів ЕАЗО використовують:

- амплітуду річних коливань температури поверхневого шару води океану;
- багаторічні середні місячні різниці температур повітря - вода;
- потоки тепла між верхнім шаром океану та прилеглим шаром атмосфери;
- дисперсії температури поверхневого шару води в океані;
- дисперсії різниці температури повітря - вода;
- інтенсивність горизонтальної та вертикальної циркуляції в океані;
- дисперсії радіаційного балансу Землі.

У роботах В.В. Тимонова та його учнів у 60-х рр. були виділені чотири осередки взаємодії океану та атмосфери: Бермудський, Ньюфаундлендський, Західно-Гренландський та Норвезький. Основою для їх виділення послужили карти сумарної тепловіддачі в атмосферу за рахунок турбулентного потоку тепла Φ і витрат тепла на випаровування \mathcal{L}_E . Формування осередків взаємодії океану та атмосфери пов'язане з адвекцією холодних повітряних мас з материка Північної Америки, Гренландії та Північного Льодовитого океану над районами теплих морських течій. Осередки є одночасно районами більш глибокого конвективного перемішування та формування глибинних водних мас, вони є зоною сильної трансформації повітряних мас, а також винесення тепла у верхні шари тропосфери та нижньої стратосфери. Цілком точно, що осередки взаємодії океану та атмосфери істотно впливають на характер

великомасштабної атмосферної циркуляції та формування центрів дії атмосфери.

Дослідження ЕАЗО показало, що хмарність та морські течії є ефективними регуляторами процесів перероблення постійного потоку сонячної радіації у припливи тепла до атмосфери із зворотним зв'язком. За допомогою проведених чисельних експериментів були виявлені локальні райони на акваторії Атлантичного та Тихого океанів, які характеризуються максимальними функціями впливу та своїми періодами прояву цього впливу.

Розподіл теплового балансу Світового океану має чітко виражену осередкову структуру. Мінімуми теплового балансу пов'язані з енергоактивними областями, які характеризуються екстремальними значеннями потоків тепла та випаровування в атмосферу. Ідентифікаторами зон екстремальних потоків можуть служити теплові та вологісні контрасти приводного шару, а також фазова неузгодженість річного ходу параметрів океану та атмосфери.

Виділяють наступні ЕАЗО (рис. 7.7):

- У Тихому океані: 1 – Берингового моря з осередками біля західного та східного берегів; 2 – Охотського моря; 3 – Японського моря; 4 – Жовтого та Східно-Китайського морів; 5 – Південно-Китайського моря; 6 – Гавайських островів; 7 – Течії Куросіо; 8 – морів Малайського архіпелагу; 9 – Панамо-Гватемальська (Костариканський апвелінг); 10 – Острова Пасхи; 11 – Перуанського апвелінгу; 12 – Східно-Австралійська (хребет Лорд Хау); 13 – Новозеландська; 14 – Течії Мису Горн; 15 – Моря Росса.

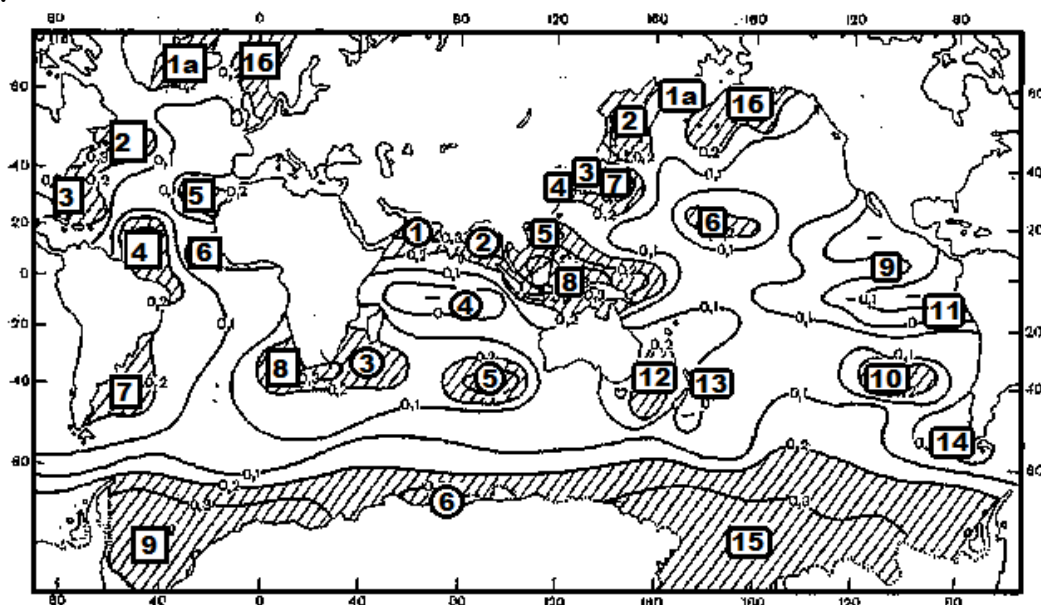


Рисунок 7.7 – Розподіл фазових відмінностей річного ходу температури повітря та води (радіан), номери відповідають сезонним ЕАЗО [27]

- В Індійському океані: 1 – Аравійського моря; 2 – Бенгальської затоки; 3 – Течії Мису Голкового; 4 – Екваторіального апвелінгу; 5 – Південного полярного фронту; 6 – Прикромкова антарктична.

- В Атлантичному океані: 1 – Норвезько-Гренландська з осередками біля узбережжя Гренландії (а) і Скандинавії (б); 2 – Ньюфаундлендська; 3 – Течії Гольфстрім; 4 – Західна Тропічна; 5 – Канарська; 6 – Екваторіального та прибережного Африканського апвелінгів; 7 – Фолклендсько-Патагонського шельфу; 8 – Південно-Африканська; 9 – Моря Ведделла.

Виділені осередки взаємодії океану та атмосфери у Північній Атлантиці є основним джерелом живлення енергією атмосферної циркуляції у цьому районі. Було виявлено, що з поверхні Ньюфаундлендського та Норвезького осередків тепловіддачі у зимовий період в атмосферу витрачаються $247 \cdot 10^{16}$ ккал тепла, а з усієї аналізованої акваторії Північної Атлантики – $524 \cdot 10^{16}$ ккал. Хоча площа осередків трохи перевищує $\frac{1}{4}$ площі Північної Атлантики (30 %), їхня тепловіддача становить майже половину (47 %) сумарного потоку тепла в атмосферу з усієї Північної Атлантики. Незважаючи на те, що Норвезький осередок слабший за Ньюфаундлендський, його роль є визначальною у формуванні погодних умов північно-західної частини Європи та прилеглих областей Арктичного басейну.

7.8 Центри дії атмосферної циркуляції

Вже найперші кліматичні узагальнення розподілу температури по земній кулі показали, що азональність поля температури повітря найсильніше пов'язана з розподілом материків та океанів. Утворені в результаті відмінностей теплообміну атмосфери з материками та океанами області тепла та холоду в атмосфері призводять до утворення відповідних градієнтів тиску та, як впливає з рівняння руху, повітряним перенесенням. При цьому відбувається специфічна локалізація областей високого та низького атмосферного тиску, які існують з тією інтенсивністю протягом цілого року та отримали назву **центрів дії атмосфери**.

На середніх картах приземного тиску розрізняють такі **постійні центри дії атмосфери** (рис. 7.8):

У Північній півкулі:

- Екваторіальна депресія,
- Азорський максимум (Північно-Атлантичний антициклон, Азорський антициклон),

- Гавайський антициклон (Північно-Тихоокеанський антициклон, Гонолульський максимум),
- Алеутський мінімум,
- Ісландський мінімум,
- Арктичний антициклон;
- У Південній півкулі:
 - Південно-Атлантичний максимум (антициклон острова Святої Єлени),
 - Південно-Тихоокеанський антициклон,
 - Південно-Індійський максимум (антициклон острова Святого Маврикія),
 - Антарктична, субполярна депресія.

Крім постійно діючих, квазістаціонарних центрів дії атмосфери, існують так звані *сезонні континентальні центри дії атмосфери*. Деякі з них дуже активні у зимовий період і практично зникають у літній. Інші існують як антициклони взимку та змінюються депресіями влітку. Практично всі вони розташовуються над сушею.

Ці літні мінімуми часом тягнуться до тропічних широт, порушуючи єдність субтропічної зони високого тиску.

Крім того, виявляються сезонні депресії у Південній півкулі над сушею в субтропіках, які взимку змінюються областями підвищеного тиску: Австралійська, Південно-Американська та Південно-Африканська літні депресії змінюються відповідними зимовими антициклонами.

7.9 Міжрічна мінливість системи атмосфера - океан - континент

Емпіричні дані про часовий хід метеорологічних або гідрологічних характеристик протягом багатьох років свідчать про наявність у рядах циклічних змін. Використовувані крім інструментальних спостережень, історичні, геологічні та інші опосередковані відомості показують, що коливання температури відбуваються з періодами від кількох місяців до мільйонів років.

Довго існуючий циклічний режим у динамічних системах може бути обумовлений дією зовнішніх сил або бути автоколивальним, тобто викликаним власними нелінійними властивостями цієї системи. Періодичні зовнішні сили пов'язані з космічними причинами: обертанням землі навколо Сонця та змінами характеристик цього обертання, зміною циклів сонячної активності тощо. Однак гіпотези про космічне походження коливань не пояснюють походження всіх ритмів міжрічної мінливості. Тому в даний час інтенсивне дослідження цієї мінливості ведеться, виходячи з припущення про її автоколивальний характер.

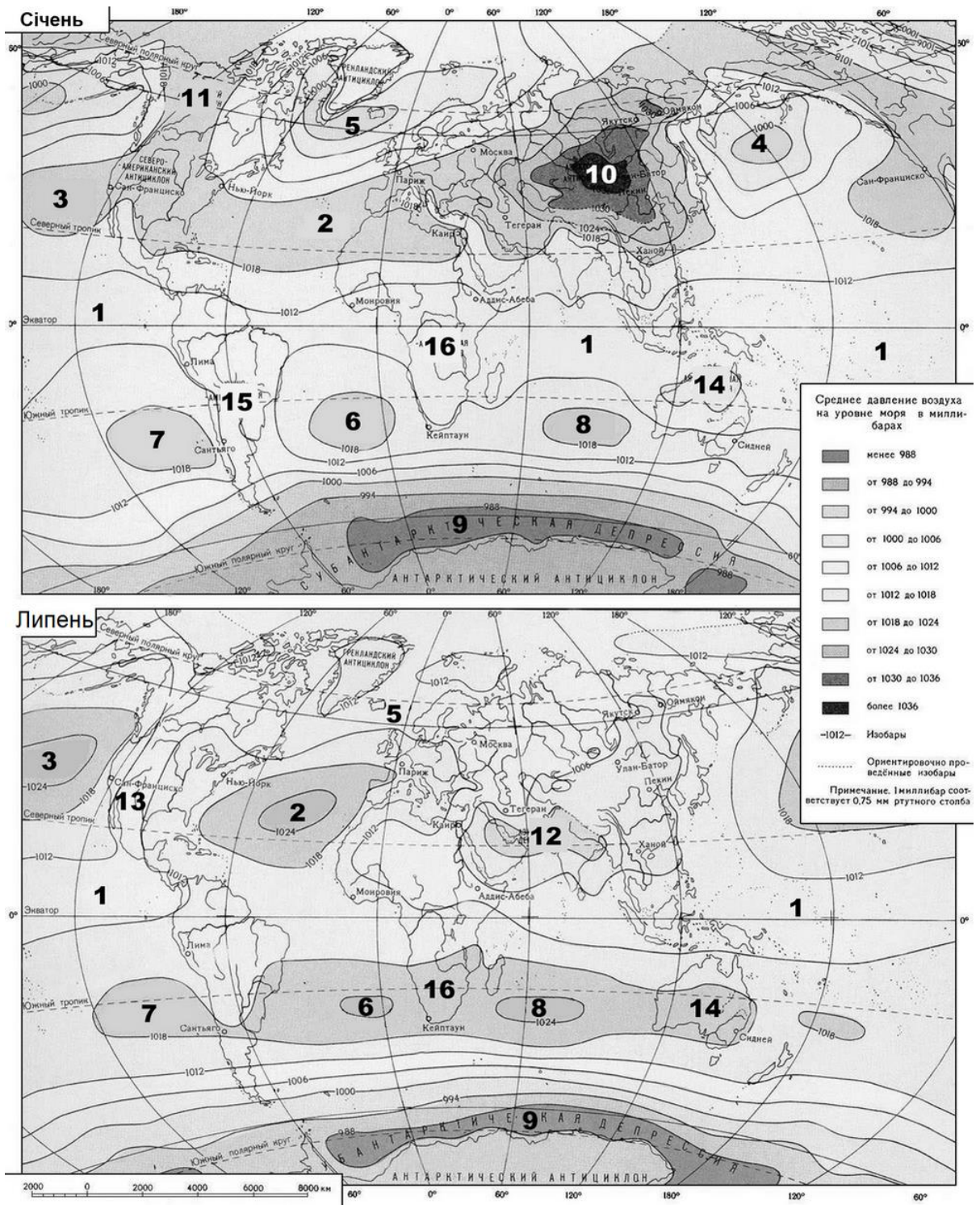


Рисунок 7.8 – Центри дії атмосфери.

1 – Екваторіальна депресія, 2 – Азорський максимум, 3 – Гавайський антициклон, 4 – Алеутський мінімум, 5 – Ісландський мінімум, 6 – Південно-Атлантичний антициклон, 7 – Південно-Тихоокеанський антициклон, 8 – Південно-Індійський антициклон, 9 – Антарктична субполярна депресія, 10 – Сибірський максимум, 11 – Канадський максимум, 12 – Азіатський літній мінімум, 13 – Каліфорнійська депресія, 14 – Австралійська, 15 – Південно-Американська та 16 – Південно-Африканська літні депресії (антициклони)

Коливання напрямку циркуляції атмосфери може бути спричинено змінами сумарного теплообміну океану з атмосферою. Середньомісячні аномалії потоків явного та прихованого тепла взимку у північній частині Атлантики досягають 40-60 кДж/(см³·міс), що становить 60-90 % доступної потенційної енергії стовпа атмосфери. Звичайно, що джерело тепла такої інтенсивності повинне вплинути на характер циркуляції. Велика додатна аномалія теплообміну виникає взимку при західній форі циркуляції, коли з американського континенту холодне повітря надходить на теплий Атлантичний океан. При цьому в західному потоці виникає бароклинна нестійкість, утворюються довгі хвилі, які призводять до посилення меридіонального повітрообміну. Це відбувається через 3-4 місяці після виникнення аномальних потоків тепла. У свою чергу, ця циркуляція перешкоджає надходженню холодного повітря з материка і аномально великий потік тепла від океану в атмосферу перестає існувати. Через 8-9 місяців після аномального теплообміну знову збільшується повторюваність західної форми циркуляції та настає початок нового циклу коливань.

Таким чином, у розглянутому коливанні ведуча роль належить атмосфері.

У системі атмосфера - океан - континент виділяється також квазідворічна циклічність та коливання з періодами від 3 до 8 років. Подібні коливання в системі океан - атмосфера здатні впливати на кліматичний режим різних регіонів Землі за допомогою *віддалених зв'язків*. Тому виявлення таких зв'язків є одним із головних завдань в аналізі кліматичної мінливості. На даний момент існує кілька загальноприйнятих підходів, що дозволяють виділити варіаційні сигнали в системі океан - атмосфера з високим ступенем достовірності. Найбільш перша згадка терміна «віддалений зв'язок» (*teleconnection*) пов'язана з роботою Ангстрема, який досліджував добре відоме Північно-Атлантичне коливання. Основною метою ранніх досліджень особливостей віддалених зв'язків було встановлення співвідношень між погодними особливостями у різних куточках планети, які можна використовуватиме для складання сезонних прогнозів.

Гілберт Вокер першим спробував зрозуміти та ідентифікувати низькочастотні режими мінливості в атмосфері. Він також першим використав метод статистичної регресії для пошуків режимів віддаленого зв'язку в атмосфері. Вокер застосовував кореляційний метод для вивчення віддалених зв'язків та метод множинної регресії для вирішення проблеми довгострокового прогнозування погоди. Його основні ідеї вперше були опубліковані в 1932 році, де він вперше описав три домінуючі режими мінливості в системі океан - атмосфера: Південне Коливання, Північно-Атлантичне коливання, Північно-Тихоокеанське коливання.

В останні кілька десятиліть в результаті розкладання глобальних полів атмосферного тиску, а також інших параметрів системи океан - атмосфера (температура, потоки тепла) було виділено кілька дальнодіючих кліматичних сигналів [28], які визначають міжрічну мінливість гідрометеорологічних характеристик у глобальному та регіональному масштабах. Основними та найбільш великомасштабними є такі:

- Ель-Ніньо – Південне коливання (ЕНПК);
- Північно-Атлантичне коливання (ПАК);
- Східно-Атлантичне коливання (САК);
- Індокоеанський диполь (ІОД);
- Тихоокеанська декадна осциляція (ТДО).

Крім перелічених вище, існує ще близько десятка менш великомасштабних режимів, серед яких Скандинавське коливання, Східно-Атлантичне / Західно-Російське, тощо.

За допомогою побудови карт просторової кореляції були отримані й інші низькочастотні кліматичні сигнали. Серед найбільш відомих можна відзначити Арктичне коливання та Північноморсько-Каспійську осциляцію.

7.9.1 Північно-Атлантичне коливання

Північно-Атлантичне коливання (ПАК) є однією з найважливіших характеристик великомасштабної циркуляції атмосфери у північній півкулі. Воно виражене в усі сезони року і проявляється на масштабах від кількох діб до кількох століть. Кореляція зимових значень індексу ПАК та аномалій температури повітря у північній Європі становить 0,7-0,8.

Сутність ПАК полягає у перерозподілі атмосферних мас між Арктикою та субтропічною Атлантикою, при цьому перехід з однієї фази ПАК в іншу викликає великі зміни в полі вітру, переносах тепла та вологи, в інтенсивності, кількості та траєкторіях штормів, тощо.

Активно вивчається вплив ПАК на води Північної Атлантики. Виявлено, що міждекадна мінливість конвекції в морі Лабрадор, Гренландському та Норвезькому морях збігається з мінливістю ПАК. У свою чергу, ці зміни впливають на інтенсивність термохалінної циркуляції та меридіонального перенесення тепла, на розподіл температури поверхні океану.

Формування ПАК. Існує кілька підходів до розрахунку індексу ПАК. Одним із перших було визначення індексу САК як різниці нормованих аномалій приземного тиску між станціями Понта Делгада (Азорські острови) та Акурейрі (Ісландія), що характеризують стан азорського максимуму та ісландського мінімуму. У деяких роботах в якості таких станцій вибиралися Лісабон і Стіккісхоульмур.

Позитивною фазою коливання називають стан атмосфери при додатному значенні індексу ПАК, а негативною фазою – при від'ємному значенні. У позитивній фазі коливання ісландський мінімум та азорський максимум добре розвинені та зміщені на північ, градієнти тиску між ними збільшені, зональна циркуляція посилена. У негативній фазі відбувається ослаблення зонального перенесення та посилення меридіональних процесів.

Аналіз даних (табл. 7.1) та вищенаведених особливостей вказує на суттєві відмінності у стані океану та атмосфери в атлантико-європейському регіоні у різні фази ПАК. Аналіз змін ПАК на різних часових масштабах показує, що немає одного переважаючого масштабу цієї мінливості. Великі зміни в індексі ПАК можуть виникнути як у міжрічному масштабі, так і протягом сезону та місяця.

Виконані дослідження дають підстави припустити, що за певних умов може реалізовуватись наступна схема процесів: «винос холодного повітря з континенту на океан (з північноамериканського континенту на Гольфстрім) – вибуховий циклон – блокуючий режим – негативна фаза ПАК».

Важливу роль формуванні мінливості ПАК грають процеси взаємодії океану та атмосфери в районі на схід від Ньюфаундленду (40-50° пн.ш., 40-50° зх.д.). Аномально сильні потоки прихованого тепла у цьому районі можуть дестабілізувати нижні шари атмосфери та сприяти циклонічному обвалу хвиль у полі потенційної завихренності та подальшому встановленню негативної фази ПАК. Найбільші потоки вологи у вказаний район надходять із басейну Карибського моря, на який, у свою чергу, впливають особливості циркуляції атмосфери у тропіках східної частини Тихого океану. Таким чином, на формування фаз ПАК можуть впливати процеси в тропіках Тихого океану.

Роль океану у формуванні ПАК. Виконані в останні роки дослідження щодо вивчення впливу процесів взаємодії океану та атмосфери синоптичного та більшого масштабів на циркуляцію атмосфери показали, що як джерела збурень для атмосфери необхідно розглядати як потоки тепла на поверхні океану, так і характеристики розподілу ТПО. Час пристосування атмосфери до аномалій у потоках тепла лежить на поверхні океану, взаємодіючих з аномаліями ТПО, становить від кількох днів до кількох місяців.

Вивченню впливу АТПО у Північній Атлантиці на циркуляцію атмосфери присвячено велику кількість робіт, проте однозначних висновків не отримано. Реакція атмосфери на одні й ті ж АТПО у північно-західній частині Північної Атлантики на початку, середині та наприкінці зими різна. Отримано, що АТПО (а отже, і аномалії теплозапасу верхнього

Таблиця 7.1 – Основні риси гідрометеорологічних полів Північної Атлантики у різних фазах ПАК [29]

Атмосфера	Океан
<i>Позитивна фаза ПАК</i>	
<p>Від’ємна аномалія приземного тиску та геопотенціалу в ісландському мінімумі та додатна в азорському максимумі. Від’ємна аномалія приземної температури повітря в районі півострова Лабрадор - Гренландія і додатна в Європі. Посилення зонального типу циркуляції; посилення вітрів у тропосфері у зоні 50-60° пн.ш. Зміщення траєкторій циклонів на північ на 200-400 км щодо їх середнього становища. Ослаблення процесів блокування в атмосфері</p>	<p>Від’ємна АТПО в Лабрадорській, Північно-Атлантичній та Канарській течіях і додатна в Гольфстрімі. Зміщення субполярного гідрологіч. фронту (СГФ) на північ на 100-150 км щодо середнього становища та загострення горизонтальних градієнтів температури води у зоні фронту до 10-11° С/100 км. Потік тепла з океану в атмосферу у Ньюфаундлендській ЕАЗО близький до середнього багаторічного (100-300 Вт/м²), але сумарна тепловіддача з океану атмосферу у Північній Атлантиці зменшена. Тяжкі льодові умови в морі Лабрадор. Через посилення виносу теплого повітря на північ між Великою Британією та Ісландією межа льоду в Гренландському морі зсунута на північ порівняно із середнім становищем</p>
<i>Негативна фаза ПАК</i>	
<p>Додатна аномалія приземного тиску та геопотенціалу в ісландському мінімумі та від’ємна в азорському максимумі. Додатна аномалія приземної температури повітря в районі півострова Лабрадор - Гренландія та від’ємна в Європі. Посилення меридіонального типу циркуляції; ослаблення вітрів у тропосфері у зоні 50-60° пн.ш. Зміщення траєкторій циклонів на південь. Посилення процесів блокування у атмосфері</p>	<p>Додатна АТПО у Лабрадорській, Північно-Атлантичній та Канарській течіях та від’ємна у Гольфстрімі. Зміщення СГФ на південь, градієнти температури води у зоні фронту згладжені. Потоки тепла з океану в атмосферу в ЕАЗО більше норми (до 600-800 Вт/м²). Межа льоду в Гренландському морі зсунута на південь</p>

Примітка: всі дані відносяться до холодної частини року, коли мінливість полів, пов'язана з ПАК, найбільш виражена

шару океану) можуть збільшувати тривалість тих чи інших режимів циркуляції атмосфери. Це свідчить про доцільність розгляду впливу АТПО на формування ПАК на місячному масштабі.

Оскільки аномалії ТПО впливають на атмосферу через потоки тепла, то розглянемо мінливість потоків тепла з океану в атмосферу для формування тієї чи іншої фази ПАК.

По-перше, у холодну частину року потоки прихованого тепла на поверхні океану корельовані з потоками явного тепла і значно перевищують їх, і, по-друге, було отримано, що основний вплив океану на циркуляцію атмосфери здійснюється саме через потоки прихованого тепла.

Збільшення потоків тепла і вологи з океану в атмосферу (порівняно зі звичайними умовами) в області ісландського мінімуму сприяє інтенсивному циклогенезу, посиленню зональної циркуляції, що визначає збереження позитивної фази ПАК у листопаді-січні. Зменшена тепловіддача у другому випадку перешкоджає циклогенезу та зберігає меридіональну циркуляцію (негативна фаза ПАК).

Найбільші потоки тепла з океану в атмосферу формуються взимку під час виносів холодного повітря з континенту на океан у прибережних районах південно-східної частини США; вони можуть досягати 1000-1500 Вт/м². Інтенсивність та частота виносів позначаються на середньомісячних значеннях температури повітря.

Аналіз умов в океані та атмосфері, що передують формуванню у листопаді-лютому тієї чи іншої фази ПАК, показав, що важливе значення мають:

- 1) стан азорського антициклону влітку;
- 2) теплонакопичення океану в області Гольфстріму у вересні;
- 3) теплообмін океану та атмосфери у листопаді-грудні.

Формуванню позитивної фази ПАК у січні передують:

- а) посилення азорського максимуму у червні-липні;
- б) додатна АТПО у Гольфстрімі у вересні;
- в) ослаблення (порівняно зі звичайними умовами) у листопаді-грудні

поток прихованого тепла з океану в атмосферу в області Гольфстріму та посилення його в області ісландського мінімуму.

При формуванні негативної фази САК всі процеси протилежні.

Необхідно також відзначити, що узгодженість коливань тепловмісту верхнього шару океану, потоків явного та прихованого тепла та характеристик циркуляції атмосфери спостерігається і на великих часових масштабах аж до кількох десятиліть і може бути основою різних сценаріїв зміни клімату в регіоні Північної Атлантики.

Таким чином, на основі аналізу емпіричних даних отримано, що особливості взаємодії океану та атмосфери в Північній Атлантиці в кінці зимового періоду можуть впливати на формування режиму циркуляції атмосфери у весняно-літній сезон.

1. Найбільший вплив на циркуляцію атмосфери в наступні місяці надає розподіл ТПО у лютому. У роки із суттєво різним характером розподілу АТПО у Північній Атлантиці у лютому, потоки тепла з океану в атмосферу на масштабах від кількох діб до місяця також суттєво різні. У разі переважання додатних АТПО у Ньюфаундлендській ЕАЗО ці потоки ослаблені, у разі від'ємних аномалій – збільшено.

2. Особливості взаємодії океану та атмосфери у Північній Атлантиці наприкінці зимового періоду (лютий) можуть впливати на формування режиму циркуляції атмосфери у весняно-літній сезон. Посилені (порівняно зі звичайними умовами) потоки прихованого та явного тепла в кінці зимового періоду (лютий) у Ньюфаундлендській ЕАЗО сприяють інтенсифікації зонального перенесення у весняно-літній період, і навпаки, ослаблені потоки сприяють посиленню меридіональної циркуляції атмосфери. Збільшення потоків прихованого тепла у лютому в Ньюфаундлендській ЕАЗО сприяє формуванню додатних аномалій температури повітря в Європі в березні, а ослаблення потоків – формуванню від'ємних аномалій.

3. Для оцінки можливих змін атмосферної циркуляції у весняно-літній період доцільно розглядати зимові характеристики океану та атмосфери у Північній Атлантиці з різними часовими масштабами: 1) аномалії температури поверхні океану з масштабами від тижнів до місяців; 2) середньомісячні аномалії температури повітря, які можуть формуватися внаслідок виносів холодного повітря з північноамериканського континенту на океан із характерним часовим масштабом у кілька діб; 3) короткоперіодні (у кілька діб) інтенсивні потоки прихованого та явного тепла, середньомісячні аномалії яких є інтегральними характеристиками впливу океану на атмосферу.

7.9.2 Ель-Ніньо – Південне коливання

Ель-Ніньо – Південне коливання (ЕНПК) – основний кліматичний сигнал, що викликає міжрічну мінливість глобальної системи океан - атмосфера. ЕНПК має два крайні епізоди існування: теплий – Ель-Ніньо і холодний – Ла-Нінья.

Ель-Ніньо та Південне коливання пов'язані з коливаннями температури поверхневого шару води в екваторіальній частині Тихого океану. У звичайних умовах на протилежному боці океану біля островів Індонезії накопичується величезна маса теплої води, частина якої, випаровуючись, піднімається ввєрх, утворюючи потужну хмарність у нижній та верхній тропосфері (рис. 7.9).

Ель-Ніньо формується внаслідок згасання пасатних вітрів та формування аномалії західного вітру. «Циркуляція Волкера» (рис. 7.10)

змінює свій напрямок, приземний вітер дме вже із заходу на схід. Це призводить до перенесення теплих екваторіальних водних мас із західної акваторії тропічної зони Тихого океану на схід. Маса теплої води, що

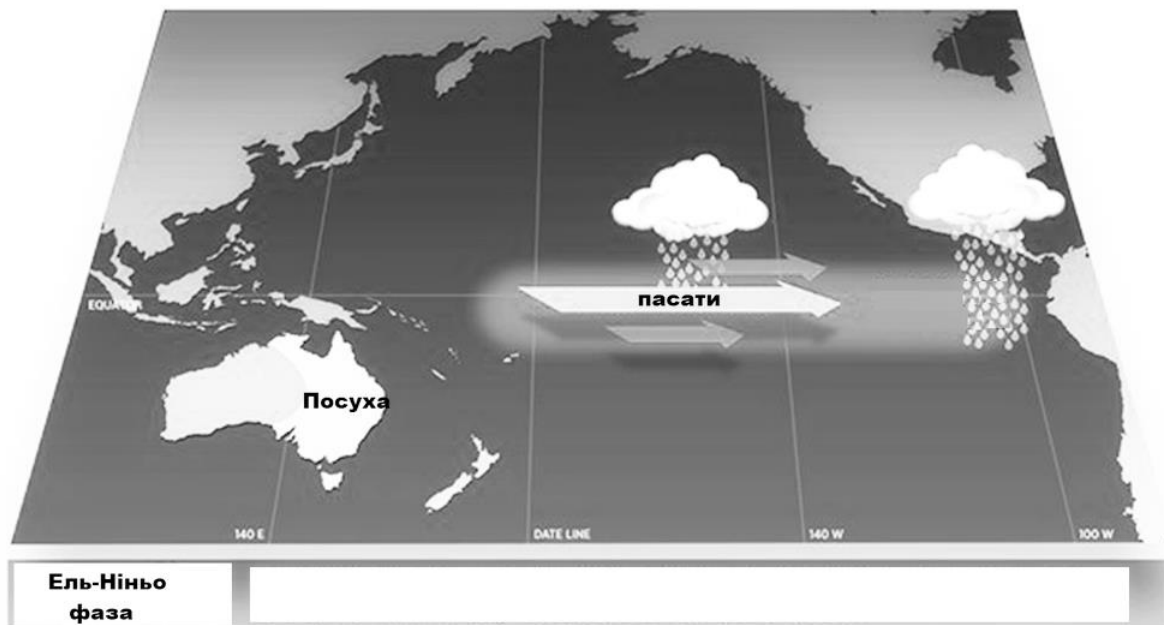
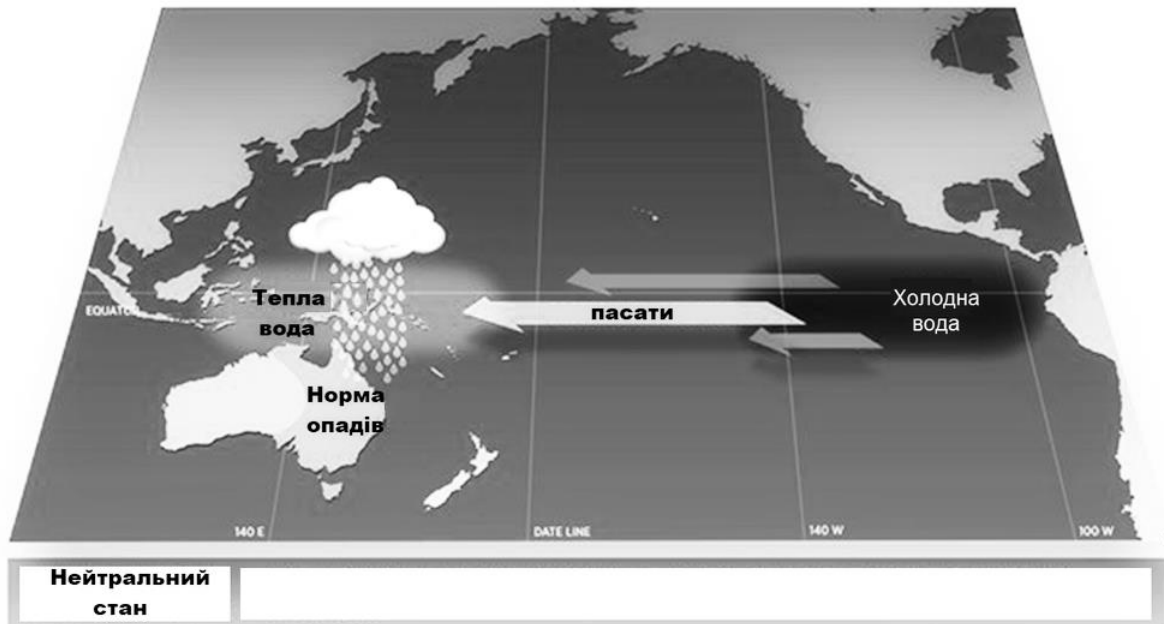


Рисунок 7.9 – Формування Ель-Ніньо

накопичилася на заході океану, спрямовується на схід до берегів Південної Америки, холодна Перуанська течія зникає, на її місці формуються позитивні (до 4-5° C) аномалії температури щодо середнього значення порядку 25° C. Слабшає екваторіальний циркуляційний осередок Волкера

в атмосфері і посилюється меридіональний осередок Гадлі. Так виникає Ель-Ніньо.

Після того, як Ель-Ніньо припиняє свою дію, розвивається протилежна фаза – Ла-Нінья. Відбувається посилення пасатного вітру, що призводить до апвелінгу, підйому термокліну та зниження ТПО біля берегів Південної Америки, а також до поглиблення термокліну у західній екваторіальній частині Тихого океану. Температура води на поверхні східної частини Тихого океану стає нижчою за норму на 5°C . Як наслідок, в осередку Волкера циркуляція інтенсифікується, а в осередку Гадлі – слабшає.

В даний час існує дві групи гіпотез про процеси, що провокують теплий та холодний епізоди ЕНПК. Умовно ці процеси можна поділити на дві групи.

У межах першої групи гіпотез нерегулярність подій ЕНПК з періодичністю 2-7 років інтерпретується як наслідок великомасштабних процесів, які у системі океан - атмосфера (таких як зміна характеристик тепловмісту океану, термохалінна циркуляція, поступова зміна структури загальної циркуляції атмосфери).

Друга група гіпотез базується на припущенні, що мінливість ЕНПК обумовлена внутрішньосезонною мінливістю в системі океан - атмосфера в екваторіальній зоні.

У всіх гіпотезах під час пошуку механізму розглядається взаємодія системи океан - атмосфера.

Згодом було виявлено, що прояви теплої та холодної фаз ЕНПК відзначаються в аномаліях погоди та клімату (аж до екстремальних) не лише над тропічною зоною Тихого океану, а й у позатропічних широтах за допомогою далекодійних зв'язків системи океан - атмосфера.

Схема тихоокеанської циркуляції в осередку Волкера (рис. 7.10) представлена у нормальному стані: екваторіальні вітри рухають масив теплих вод на захід. Холодні води піднімаються вздовж узбережжя Південної Америки. В умовах утворення Ель-Ніньо масив теплої води рухається до південноамериканського узбережжя. Відсутність холодних вод, що піднімаються з глибини, посилює потепління. В умовах утворення Ла-Нінья теплі води зсуваються на захід, ніж у нормальних умовах.

Як кількісний опис явища Ель-Ніньо і Ла-Нінья визначені температурні аномалії поверхневого шару приекваторіальної частини Тихого океану тривалістю не менше 5 місяців, що виражаються у відхиленні температури води на $0,5^{\circ}\text{C}$ у більший (Ель-Ніньо) або менший (Ла-Нінья) бік.

Перші ознаки Ель-Ніньо:

1. Підвищення атмосферного тиску над Індійським океаном, Індонезією та Австралією.

2. Падіння тиску над Таїті, над центральною та східною частинами Тихого океану.

3. Ослаблення пасатів у південній частині Тихого океану аж до їх припинення та зміна напрямку вітру на західний.

4. Тепла повітряна маса в Перу, дощі у перуанських пустелях.

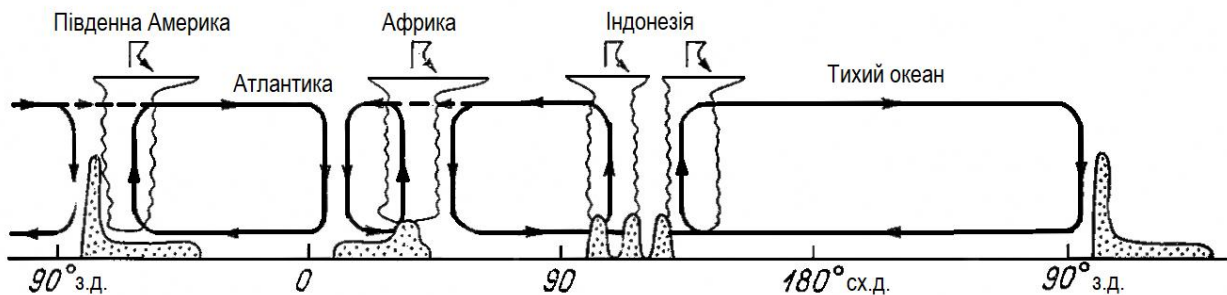


Рисунок 7.10 – Схематичне зображення осередків Волкера в екваторіальному поясі Землі

Само по собі підвищення температури води біля берегів Перу на $0,5^{\circ}\text{C}$ може існувати протягом декількох тижнів, а потім зникнути. І лише п'ятимісячна аномалія класифікується як явище Ель-Ніньо.

Для опису Ель-Ніньо також використовується індекс Південного Коливання (Southern Oscillation Index, SOI). Він обчислюється як різниця тисків над Таїті та над Дарвіном (Австралія). Від'ємні значення індексу свідчать про фазу Ель-Ніньо, а додатні – про Ла-Нінья.

7.10 Питання для самоперевірки

1. Дією яких сил в атмосфері обумовлений західний перенос?
2. Що обумовлює виникнення мусонної циркуляції?
3. Як відрізняються характеристики морського арктичного повітря від морського тропічного повітря?
4. Під впливом яких чинників можуть виникати аномалії температури поверхні океану?
5. Який вплив можуть надавати АТПО на поле атмосферного тиску?
6. Які основні умови сприяють утворенню тропічних циклонів?
7. У чому полягає основний механізм впливу ЕАЗО на формування клімату?
8. Які чинники можуть викликати міжрічні зміни у системі океан – атмосфера?
9. Що таке Північно-атлантичне коливання?
10. Що таке Ель-Ніньо?

8 МЕХАНІЧНЕ ВЗАЄМОДІЯ ОКЕАНУ ТА АТМОСФЕРИ

8.1 Вологообмін між океаном та атмосферою

8.1.1 Взаємодія океану та атмосфери та формування глобального кругообігу води

Для земної кулі характерна наявність системи планетарних (глобальних) кругообігів енергії та різних речовин (води, газів, солей), які наводяться в рух перш за все сонячною радіацією. Важливе місце в цій системі займає **кругообіг води**, або, іншими словами, *глобальний гідрологічний цикл*, що представляє безперервний процес циркуляції та перерозподілу всіх природних вод між окремими оболонками Землі та встановлює певні співвідношення між ними за різних масштабів опосередкування.

Геофізичне розуміння глобального водного балансу передбачає визначення не тільки всіх видів вод і гідрологічних об'єктів, а й усіх потоків вологи в межах гідросфери, атмосфери, літосфери і між ними, а також різного масштабу процесів у просторовому та часовому розрізах та їх складному, нелінійному характері взаємодії друг з другом.

Дійсно, незважаючи на зовнішню простоту схеми кругообігу вологи в природі (рис. 8.1), наші знання про фізичні процеси його складових ще явно недостатні.

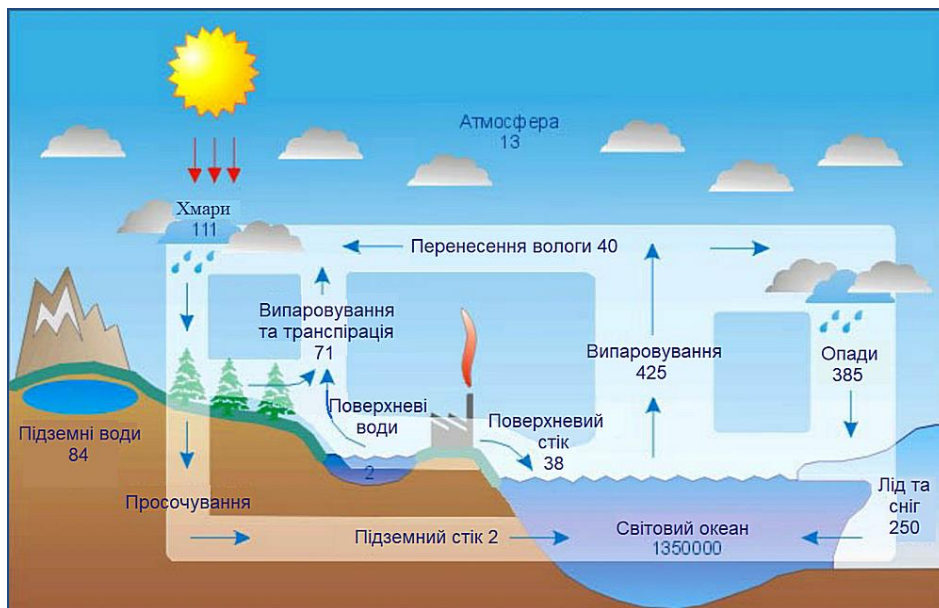


Рисунок 8.1 – Планетарний обмін вологою (тис.км³)

Так як глобальний гідрологічний цикл представляє закриту систему і є найважливішою складовою частиною глобального клімату, значною мірою визначаючи спектр його коливань, то цілком природно, що багато наукових концепцій та висновків, сформульованих щодо проблеми вивчення клімату, можуть бути безпосередньо перенесені на проблему вивчення планетарного вологообміну.

Так як атмосфера є центральним і найбільш мінливим компонентом кліматичної системи океан - атмосфера - кріосфера - біосфера, то цілком безперечно можна стверджувати, що атмосферна ланка відіграє центральну роль у глобальному гідрологічному циклі і вимагає до себе пильної уваги.

Визначальне значення для формування клімату має великомасштабна взаємодія між океаном та атмосферою. У зв'язку з цим проблему великомасштабного вологообміну в системі океан - атмосфера слід вважати ключовою у розумінні закономірностей формування глобального гідрологічного циклу та мінливості його окремих складових.

8.1.2 Структура та взаємозв'язок різних ланок гідрологічного циклу. Світовий океан як головне джерело зволоження атмосфери

Гідрологічний цикл зручно подати у вигляді системи з чотирьох взаємодіючих резервуарів (океан V_o , материк V_l , кріосфера V_c , атмосфера V_a), між якими відбувається безперервний процес циркуляції та перерозподілу природних вод (рис. 8.2).

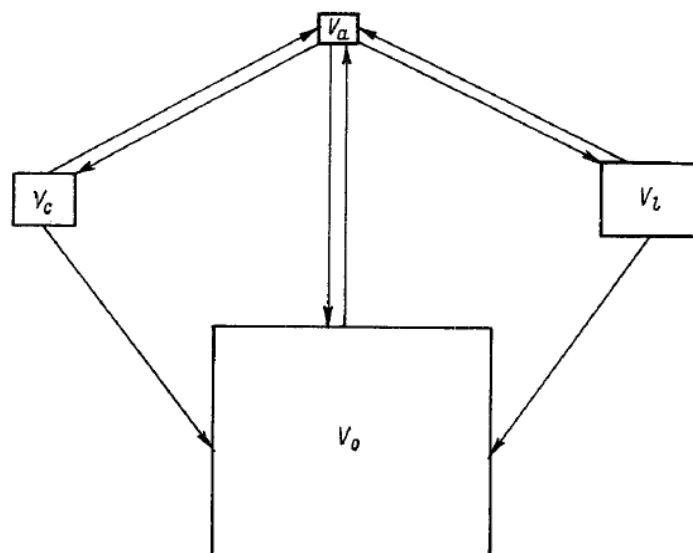


Рисунок 8.2 – Резервуарна модель гідрологічного циклу [30]

Найбільшим водним резервуаром є Світовий океан, який містить $13,38 \cdot 10^8 \text{ км}^3$, або 96,5 % загальних запасів води на Землі, що оцінюються в даний час $13,86 \cdot 10^8 \text{ км}^3$. Найменшим резервуаром, який містить вологу, є атмосфера, де знаходиться лише $13 \cdot 10^3 \text{ км}^3$, або 0,001 % загальних запасів природних вод. Незважаючи на це, значення атмосферної вологи для гідрологічного циклу надзвичайно велике.

На відміну від Світового океану та атмосфери, на материках та у кріосфері спостерігається велике різноманіття видів природних вод. Так, материкові води можна поділити на річкові, озерні, болотяні, ґрунтові, підземні та біологічні. Сумарна їх кількість оцінюється в $34,137 \cdot 10^6 \text{ км}^3$, що становить 2,475 % загальних запасів вод Землі.

До кріосфери відносяться материкові крижані щити, гірські льодовики, льоди вічної мерзлоти, сезонний сніговий покрив та морські льоди. Приблизно сумарний обсяг води в кріосфері можна оцінити в $24,4 \cdot 10^6 \text{ км}^3$, або 1,76 % загальних запасів природних вод. Зауважимо, що у зв'язку з труднощами визначення запасів вод у резервуарах, особливо на материках та в кріосфері, існують різні думки щодо їх оцінки.

За сучасними уявленнями загальні запаси природних вод протягом тривалого періоду, що вимірюється геологічними епохами, фактично залишаються постійними, тобто надходження води із земних надр та космічного простору на поверхню Землі дуже мало ($0,5-1,0 \text{ км}^3$) і майже компенсується втратою води у космосі внаслідок розсіювання водяної пари у верхніх шарах атмосфери. Це означає, що глобальний гідрологічний цикл, що поєднує всі чотири резервуари, є *замкнутою системою* і може бути представлений за допомогою наступного виразу

$$V_o + V_c + V_l + V_a = \text{const},$$

де V_o, V_c, V_l, V_a – відповідно сумарні запаси води у Світовому океані, кріосфері, материках та атмосфері.

Хоча глобальний гідрологічний цикл є замкнутою системою, у ній між окремими резервуарами постійно відбувається перерозподіл вод, у результаті запаси вод у кожному резервуарі змінюються у часі. Ці коливання можуть бути різного масштабу: короткоперіодними, сезонними, багаторічними, віковими та багатовіковими. Найбільш потужними є сезонні та багатовікові коливання.

Кожен резервуар разом з його водами, а також потоками вод усередині нього та на кордонах можна розглядати як самостійну ланку гідрологічного циклу, тобто процеси вологообміну для кожної ланки гідрологічного циклу можна вважати відносно незалежними один від одного. Враховуючи, що всі ланки гідрологічного циклу пов'язані між собою, ланки, що взаємодіють, можна розглядати як єдині гідрологічні

системи. У результаті маємо шість таких систем, з яких найважливішими слід визнати системи океан – атмосфера та літосфера – атмосфера.

На рисунку 8.3 наведено схему в якій враховано найбільш важливі види природних вод (поміщені у прямокутники) та найважливіші процеси вологообміну (овали). З наведеної схеми видно центральну роль атмосферної ланки у системі глобального водного балансу. Так як атмосфера є єдиним джерелом відновлення в природі прісних вод (випаровування) та головним джерелом поповнення та перерозподілу запасів вод (осади) як між окремими резервуарами, так і між частинами одного резервуару.

Атмосфера є рухомим компонентом гідрологічного циклу, так як характерна швидкість перенесення атмосферної вологи на порядок вище за швидкість руху річкових вод і на два порядки – типової швидкості океанічних течій. У зв'язку з цим період повного відновлення атмосферної вологи становить 7-9 діб, що значно менше, ніж у інших резервуарах.

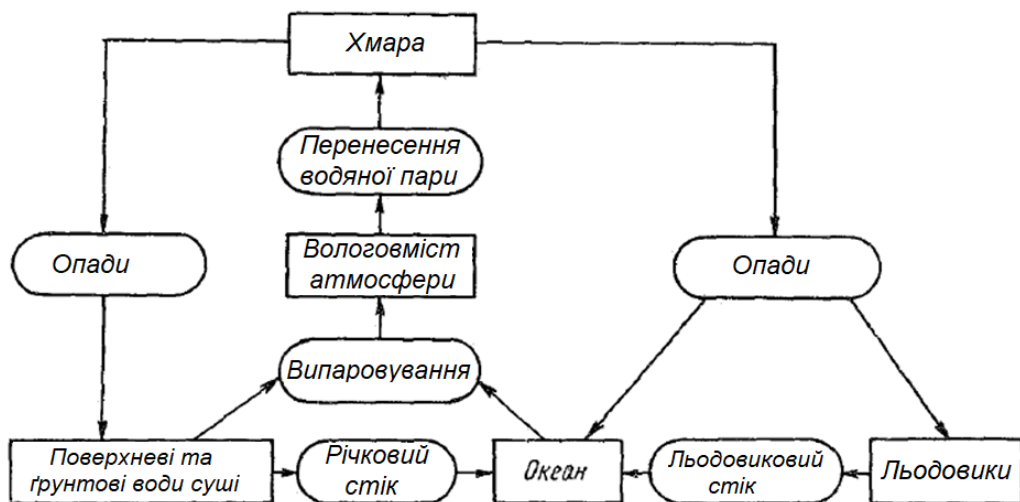


Рисунок 8.3 – Схема глобального гідрологічного циклу з урахуванням найважливіших видів природних вод та процесів вологообміну [30]

Велику роль у підтримці глобального гідрологічного циклу відіграє Світовий океан, який є найбільшим резервуаром природних вод, головною причиною існування круговороту вологи на земній кулі та основним постачальником енергії для атмосфери (через випаровування). Крім того, океан внаслідок перевищення випаровування над опадами зумовлює існування водних ресурсів (річкового стоку) на континентах та льодовикового стоку з Антарктиди та Гренландії. Тому вивчення водного балансу системи океан - атмосфера слід віднести до найголовніших пріоритетів дослідження глобального гідрологічного циклу.

8.1.3 Рівняння водяного балансу

Одним із важливих наслідків теплообміну через поверхню океану є вологообмін океану з атмосферою. Витрати тепла на випаровування, яке забирає воду з поверхні океану, як ми бачили, безпосередньо є складовою його теплового балансу. Опади, що повертають вологу в океан, є результатом конденсації пари в атмосфері, коли тепло випаровування передається повітрю. Таким чином, волога, яка бере участь у безперервному циклі випаровування - конденсація, є своєрідним теплоносієм, що передає від океану атмосфері більшу частину тепла сонячної радіації, що поглинається океаном.

Вплив самих опадів на теплоутримання океану незначний, як і стоку з суші, який повертає частину опадів, що випали над материками. Якщо виділити в океані вертикальний стовп від поверхні до дна, то баланс вологообміну для нього виразиться відповідно до схеми на малюнку. 8.4.

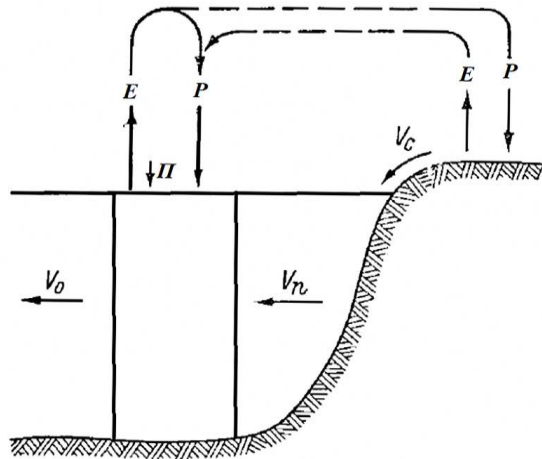


Рисунок 8.4 – Схема вологообміну [12]

У кожному місці океану випаровування E та опади P не дорівнюють як за невеликі відрізки часу, так і за рік у середньому. Зміни рівня, що виникають внаслідок цього, створюють горизонтальні градієнти тиску, які переміщують воду і швидко компенсують зміну рівня (за принципом сполучених судин). Ці компенсуючі рухи накладаються на течії, які існують з інших причин, але можуть бути виділені з сумарної течії води, яка спостерігається. Таким чином, постійність кількості води в стовпі підтримується балансом випаровування, бічного припливу V_{Π} та відтоку V_0 води

$$P + V_{\Pi} = E + V_0. \quad (8.1)$$

Очевидно, що водообмін ($V_{\Pi} + V_0$) містить і внесок стоку з суші V_C . Рівняння (8.1) не цілком коректне, тому що в ньому не враховується та

обставина, що V_{Π} і V_0 містять солі, в той час як P і E їх не містять. А оскільки різниця $P - E$ компенсується лише прісною частиною V_{Π} і V_0 , то обсяг результуючого водообміну $V_{\Pi} - V_0$ не дорівнює $P - E$ (трохи більше).

У випаровуванні та опадах бере участь тільки прісна вода, солями океан через поверхню не обмінюється (попадання солей в атмосферу при випаровуванні бризок незначно). Тому різниця $P - E$ називають **прісним балансом**. Рівняння (8.1) є **рівнянням водного балансу**. Воно констатує рівновагу між прісним балансом та водообміном течіями.

Для океану або моря в цілому, так само як і для окремого стовпа, в середньому дотримується постійність маси води, тому рівняння (8.1) справедливе і для них. Тільки в цьому випадку члени водообміну виражають водообмін із сусідніми водоймищами, і, крім того, до рівняння слід ввести стік із суші V_C . Прісний баланс для моря в цілому висловиться так

$$P + V_C - E = \Pi.$$

Основними складовими водного балансу є опади та випаровування. Річковий стік дає лише 10% припливу. У Тихому та Північному Льодовитому океанах приплив прісних вод за рахунок опадів та річкового стоку перевищує випаровування, внаслідок чого в них утворюється надлишок вод, що стікають до Атлантичного та Індійського океанів, де співвідношення між згаданими складовими балансу зворотне. Надходження прісної води в океани відбувається в основному в екваторіальній зоні та в помірних широтах південної півкулі (рис. 8.5). У тропічних широтах обох півкуль, зазвичай, випаровується вологи більше, ніж випадає як опадів. Така закономірність співвідношення цих двох основних складових водного балансу обумовлена кліматичними особливостями, потоки повітря викликають сильні опади. У тропічних поясах високого тиску кількість опадів зменшується і дефіцит води компенсується течіями. У помірних широтах численні циклони знову призводять до надлишку опадів над випаровуванням. Таке саме співвідношення між цими складовими в полярних широтах, але абсолютне значення цієї різниці стає малим.

Необхідно додати, що визначення випаровування з поверхні океану є складною справою. Вимірювання опадів хоча в принципі і простіше, проте на просторі океану воно систематично виконується лише метеостанціями на островах та берегах. Тому в даний час дані щодо прісного балансу океанів дуже схематичні.

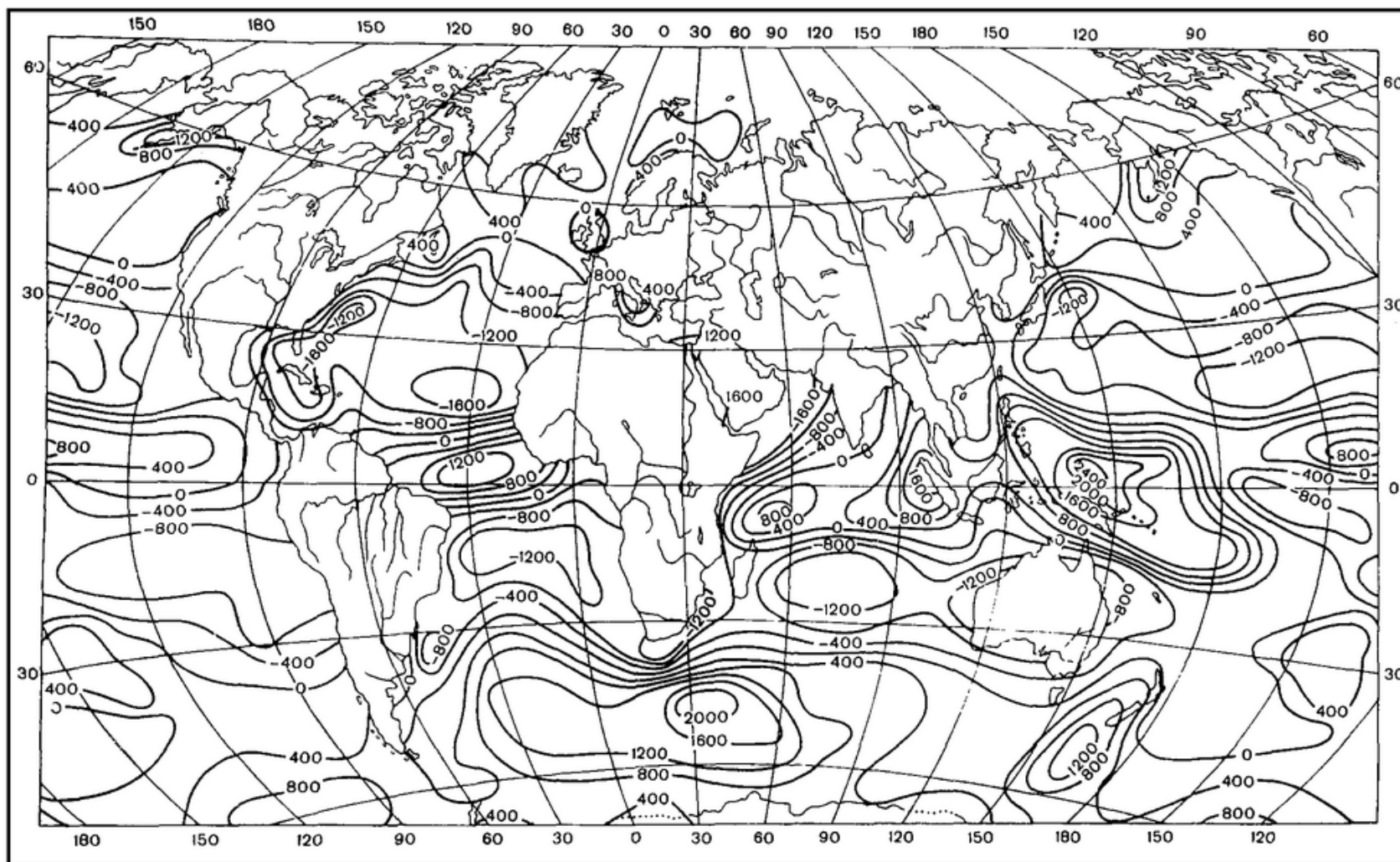


Рисунок 8.5 – Різниця опадів та випаровування за рік (мм) (карта складена Л. Сорокіною та В. Шаровою) [12]

8.2 Планетарний газообмін між атмосферою та океаном

Дослідження обміну газів представляє особливо великий інтерес не тільки через його виняткову роль у біохімічних процесах, а й тому, що на газообміні особливо сильно позначається антропогенний вплив, який в останні десятиліття призвів до корінних змін планетарних умов.

Незважаючи на активний обмін газами між атмосферою та океаном, у кожній із цих сфер зберігається постійність співвідношення кисню та азоту, хоча їх вміст у повітрі та океанічній воді різний. А.П. Виноградов пояснював це тим, що розчинність кисню більша, ніж азоту. Зазначене співвідношення газів у Світовому океані витримується у всій товщі вод, а у повітряній оболонці лише в межах тропосфери. З висотою вміст кисню повільно зменшується; у стратосфері відбувається його перетворення на озон. Ще вище під впливом ультрафіолетової радіації Сонця молекули кисню та азоту розщеплюються і тому обидва гази перебувають у атомарному стані. Таким чином, у планетарному газообміні, як і в багатьох процесах обміну, головну роль відіграють океаносфера та тропосфера повітряної оболонки Землі.

«Гази атмосфери, писав А.П. Виноградов, кисень та інші, проникають через усю товщу океанічної води, створюючи фон їхнього високого окисного потенціалу розчину океанічної води. Окисний потенціал залежить від парціального тиску кисню». Насичення вод газами залежить від температури. Однак при цьому зберігається постійність співвідношення між основними газами. Так, при 25° С у воді може розчинитися до 4,9 см³/л, кисню 9,1 см³/л азоту; при 15° С відповідно 5,8 і 10,6; при 5° С – 7,1 і 12,7 см³/л. При збереженні цієї залежності у високих широтах поглинається більше газів, ніж у тропічних областях, де води виявляються перенасиченими газами і тому віддають їх в атмосферу. Звідси виникає сезонна та добова мінливість газообміну. Взимку та вночі переважає поглинання газів водами Світового океану, а влітку та вдень виділення їх в атмосферу.

Кількість газів у водах Світового океану крім температури залежить від життєдіяльності рослинних та тваринних організмів, біохімічної переробки та окислення органічних та мінеральних речовин, структури та циркуляції вод. Висока розчинність газів у воді визначає те, що океан заповнює їх недолік у повітрі або поглинає надлишок, що створюється у процесі планетарного обміну. Отже, і тут Світовий океан виступає у ролі головного чинника, з яким пов'язане встановлення динамічної рівноваги планетарного газообміну, а також практична постійність газового складу атмосфери та океану. Така рівновага постійно порушується в умовах складного та тривалого планетарного перерозподілу речовин, зміни характеру та інтенсивності біологічних процесів, що по-різному протікають на поверхні Землі та в геосферах.

8.2.1 Вплив теплової та динамічної взаємодії океану та атмосфери на газообмін між ними

Як було зазначено вище, через поверхню океану відбувається важливий процес обміну газами. Якщо парціальний тиск газу в атмосфері більший, ніж рівноважний парціальний тиск газу в морській воді, то відбувається перехід молекул з атмосфери в океан. У протилежному випадку газ виділяється в атмосферу.

Швидкість газового перенесення обумовлена переважно дифузією газів через поверхневий прикордонний шар. Турбулентне перемішування в атмосфері та океані забезпечує досить швидко передачу газів до поверхні розділу та від неї. Лімітуючою є головним чином молекулярна дифузія газів через тонкий ламінарний поверхневий шар води, оскільки швидкість молекулярної дифузії в атмосфері на три порядки вище, ніж у воді (відповідно $3 \cdot 10^{-9}$ и 10^{-6} м²/с).

Порівняно невелика кількість хімічних речовин потрапляє в океан із атмосфери. Деякі з цих речовин потрапляють в океан безпосередньо у твердій формі, інші розчиняються в атмосферній воді і випадають разом з опадами. Хімічний склад дощової води дуже мінливий і залежить від того, над якими промисловими районами відбулася конденсація та які забруднення при цьому утримувалися в атмосфері. Найбільш поширеними іонами, що визначаються у дощовій воді, є Cl^- , сульфати SO_4^{2-} , нітрати NO_3^- , NO_2^- , гідрокарбонати HCO_3^- , Na^+ , K^+ , Ca^{2+} , Mg^{2+} , амоній NH_4^+ . Крім того, різні хімічні речовини переносяться вітром у складі атмосферного пилу, в океан осідають продукти, вивержені вулканами, а також падають метеоритні частинки.

Існує своєрідний механізм перенесення компонентів морської води в атмосферу повітряними бульбашками. Спостереження показують, що при швидкості вітру більше 4,5 м/с, коли на хвилях з'являються буруни, посилюється розбризкування і різко зростає вміст солей у повітрі.

Межа повітря - вода не є простою однозв'язковою поверхнею. Бульбашки у воді та краплі у повітрі збільшують поверхню взаємодії двох середовищ. Вони також впливають на швидкість і характер взаємодії. Проникнення повітряних бульбашок у воду є основним джерелом розчинного у воді O_2 , CO_2 та інших газів в океані. Тим самим вони впливають на хімічні реакції, що відбуваються в океані, і процеси в живих організмах.

Бризки солоної води призводять до того, що атмосфера над морем має набагато більш високу корозійну здатність, ніж над континентами. Вони впливають на формування електричного заряду атмосфери та в якості ядер конденсації на фізику утворення опадів і цим побічно позначаються на кліматі планети.

При розриві бульбашки в атмосферу викидаються краплі двох видів:
- *дрібні*, що являють собою залишки поверхневої плівкової шапки бульбашку,

- *великі «реактивні»*, що вилітають з дна бульбашки, яка лопається.

Реактивні краплі не піднімаються вище за 10-20 см і падають назад. Дрібні плівкові краплі підхоплюються вітром та піднімаються в атмосферу до висоти 1 км та більше. Ці краплі є основними джерелами морських аерозолів в атмосфері.

Помічено, що співвідношення між кількостями різних іонів у морському аерозолі не таке, як у морській воді. Це так само вказує на те, що поверхневий шар океану, як ми вже зазначали, має своєрідний хімізм і відрізняється за складом від води, що лежить глибше. Так, наприклад, відношення $\text{SO}_4^{2-}/\text{Cl}^-$ над морем завжди вище, ніж у морській воді, а в міру віддалення від моря це співвідношення зростає, мабуть, під впливом промислових забруднень.

Повне перенесення речовин бульбашками і бризками дуже велике. Декілька мільярдів тонн солі виноситься щороку з океану в атмосферу. Сіль повертається в океани при безпосередньому випаданні частинок солі, а також з дощами та річковими потоками.

Утворені над морем аерозолі містять різні кількості органічних та неорганічних речовин. Осадження таких аерозолів на поверхні континентів є частиною загальної геохімічної циркуляції і, можливо, було важливим фактором у процесі еволюції життя на Землі.

Бульбашки утворюються при захопленні обсягів повітря в процесі обвалювання хвиль. Є й інші механізми, що призводять до утворення бульбашок, – це танення сніжинок, зіткнення дощових крапель і, можливо, сезонне перенасичення поверхневих вод розчиненими газами при різких потепліннях весняних. Дуже велика кількість «мікробульбашок» утворюється при випаданні у воду континентального пилу та аерозолів.

Білі буруни, що спостерігаються при хвилюванні, – це бульбашки, що піднімаються на поверхню (після обвалювання хвиль). Частка поверхні, покритої такими бурунами, зростає зі збільшенням швидкості вітру.

8.2.2 Регулююча роль Світового океану у глобальному кругообігу вуглецю та її кліматичні наслідки

Основна кліматична роль вуглекислого газу, як і інших газів, полягає в тому, що він створює в атмосфері так званий *парниковий ефект*. Останній полягає у наступному. З одного боку CO_2 слабо поглинає низхідний потік короткохвильової сонячної радіації, з іншого – є сильним поглиначем висхідного потоку довгохвильового випромінювання в діапазоні хвиль 10-18 мкм. Поглинена атмосферним CO_2 довгохвильова

радіація перевипромінюється у всіх напрямках. Низхідний потік довгохвильової радіації засвоюється земною поверхнею в результаті її температура стає вищою за ту, яка була б за відсутності CO₂ та інших «парникових» газів в атмосфері.

Світовий океан є найбільшим резервуаром вуглецю на планеті, його запаси більш ніж у 50 разів перевершують запаси вуглецю в атмосфері та в 15 разів – запаси в екосистемах суші (рис. 8.6). Обмін вуглецем в екосистемах суші йде за допомогою фотосинтезу, дихання, розкладання та горіння, причому всі ці процеси схильні до впливу людини. Зумовлений цими процесами потік CO₂ між атмосферою та сушею орієнтовно дорівнює 60 млрд т С/рік, причому екосистеми суші поглинають на 1,4 млрд т С/рік більше, ніж виділяють. З урахуванням змін у землекористуванні результуючий потік CO₂ спрямований в атмосферу та дорівнює 1,1 млрд т С/рік. В результаті чистий потік CO₂ між поверхнею суші та атмосферою спрямований вниз і становить лише 0,3 млрд т С/рік, тобто спостерігається майже повний баланс [31].

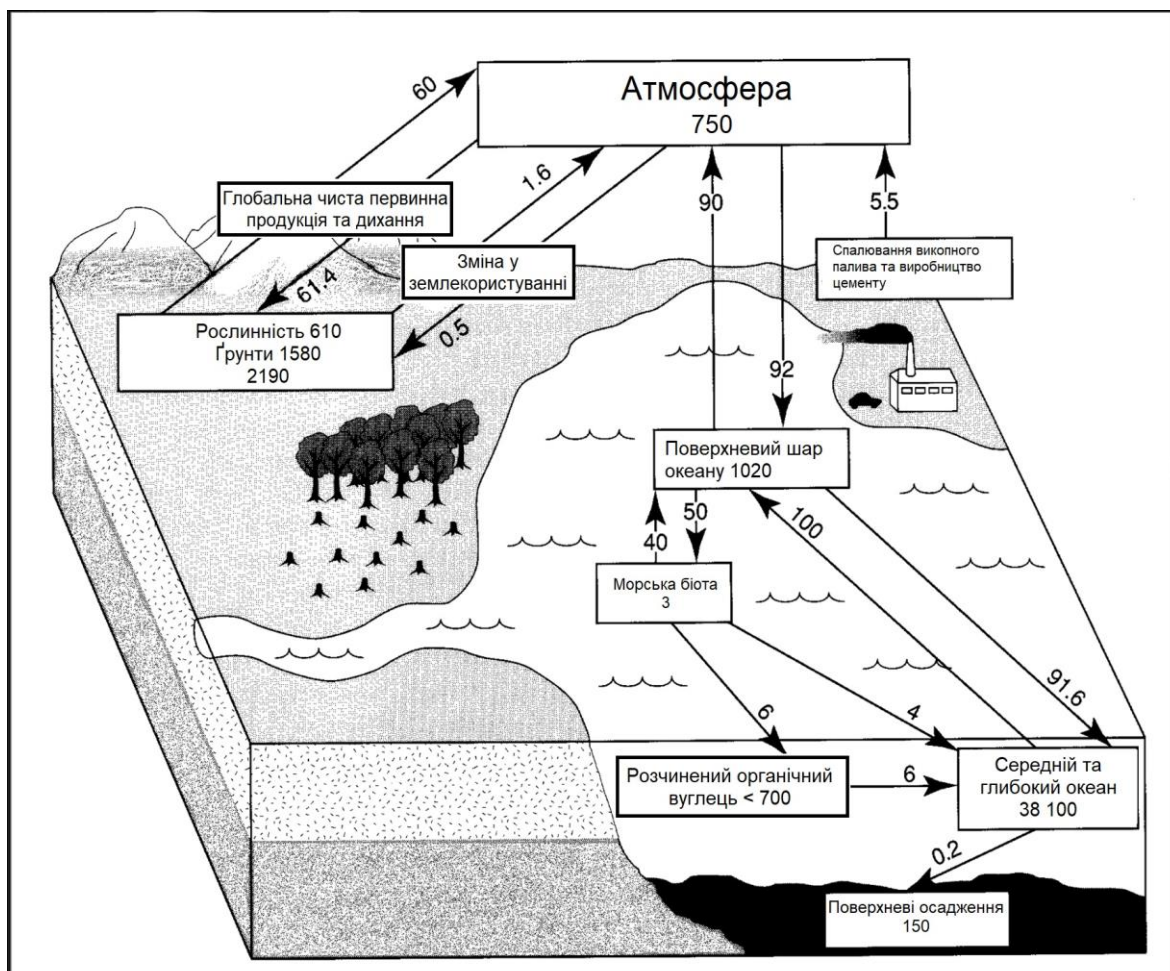


Рисунок 8.6 – Глобальний середньобогаторічний баланс вуглецю на земній кулі. Запаси CO₂ в млрд т С, потоки – в млрд т С/рік [32]

Обмін CO_2 між океаном та атмосферою відбувається за наявності вертикального градієнта парціального тиску ($\Delta p\text{CO}_2$) між поверхневим шаром морської води та приводним шаром атмосфери. Якщо $\Delta p\text{CO}_2 > 0$, то відбувається виділення CO_2 з океану в атмосферу та навпаки. У середньому Світовий океан поглинає 92 млрд т С/рік, а виділяє в атмосферу 90 млрд т С/рік, тобто він є активним поглиначем вуглекислого газу, тим самим послаблюючи антропогенний парниковий ефект, зумовлений викидами від спалювання викопного палива та виробництва цементу, які складають 5,5 млрд т С/рік.

В останні роки з'явилися нові оцінки результуючого потоку CO_2 у системі океан - атмосфера. Здебільшого ці оцінки групуються поблизу 2,0 млрд т С/рік.

У загальному випадку інтенсивність газообміну визначається динамічними та дифузійними характеристиками турбулізованих шарів повітря та води, що примикають до межі розділу. У зв'язку з цим фізичний потік газу через поверхню океану може бути представлений таким чином

$$F = \rho C_p V_{10} \Delta p\text{CO}_2 = K_\alpha \Delta p\text{CO}_2, \quad (8.2)$$

де ρ – густина газу,

V_{10} – швидкість вітру у приводному шарі на висоті 10 м,

C_p – коефіцієнт газообміну,

K_α – коефіцієнт газового перенесення між океаном та атмосферою.

В результаті вимірювань у лабораторних умовах було встановлено, що швидкість газообміну мала і майже постійна при швидкості вітру, яка не перевищує 5 м/с, а потім різко зростає приблизно пропорційно квадрату швидкості повітряного потоку.

Варіації парціального тиску CO_2 у поверхневому шарі води зумовлені змінами температури поверхні океану, солоності, вмісту розчиненого неорганічного вуглецю та загальної лужності. Температура поверхні океану є найважливішим фактором, що впливає на зміну CO_2 у поверхневому шарі. За ізохімічних умов підвищення температури поверхні океану збільшує парціальний тиск CO_2 приблизно на 4,23 % з кожним градусом Цельсія. Зміни вмісту розчиненого неорганічного вуглецю та загальної лужності в поверхневому шарі океану обумовлені в основному апвелінгом глибинних вод (фізичний ефект) та фотосинтезом (біологічний ефект). Ці зміни часто супроводжуються змінами температури поверхні океану, у свою чергу солоність визначає лише невелику частину загальної мінливості вмісту CO_2 .

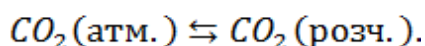
Дослідження річного ходу вмісту CO_2 показали, що зміни у його потоці формуються сезонним ходом температури поверхні океану та швидкості вітру, а також особливостями біологічного споживання CO_2 та перемішування водних мас. Розташовані в середніх широтах райони

Атлантичного, Індійського та Тихого океанів у літній сезон мають практично нульовий або невеликий додатний потік, тоді як у зимовий сезон стають потужною областю стоку CO_2 . Це пов'язано з тим, що взимку води, які переносяться до полюсів східними поверхневими течіями, охолоджуються, а навесні та влітку біологічне споживання CO_2 до певної міри компенсується збільшенням $p\text{CO}_2$ через підвищення температури води. Субтропічні області, навпаки, будучи областю слабого стоку в зимовий сезон, влітку перетворюються на слабе джерело CO_2 , що відповідає сезонному ходу температури поверхні океану. Привертає також увагу добре виражений сезонний хід потоку CO_2 у південній полярній області. Якщо у літній період (січень-березень) він спрямований переважно з атмосфери в океан, то взимку його напрямом вже зворотний. Це пов'язано з інтенсивним процесом фотосинтезу в поверхневому шарі океану в літній період і не менш інтенсивним зимовим перемішуванням вод. Щодо мінливості потоку CO_2 в окремих широтних зонах Світового океану, вона, виключаючи Південну Полярну область, значно нижче середніх оцінок. При цьому у південній півкулі вона менша, ніж у північній.

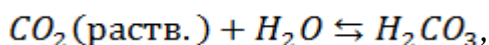
Карбонатна система є однією з найскладніших рівноважних систем в океані і є надзвичайно важливою для природи Землі в різних аспектах. Ця система відіграє важливу роль у взаємодії океану з атмосферою, в хімії морської води, утворенні осаду на дні океану, у регулюванні значення pH . Регулюючи pH , карбонатна система безпосередньо впливає на багато хімічних рівноваг в океані.

В еволюції атмосфери, гідросфери та літосфери Землі карбонатна система відіграла важливу роль і в даний час її значення не знижується у зв'язку з безперервним збільшенням змісту CO_2 в атмосфері внаслідок діяльності людини. Якщо карбонатна система океану не зможе поглинати надлишок CO_2 з атмосфери, це призведе до підвищення температури та багатьох небажаних наслідків.

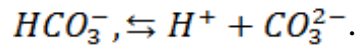
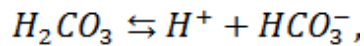
Вуглекислий газ досить добре розчиняється у воді океану (через з'єднання з водою та утворення вугільної кислоти розчинність CO_2 в океані в сотні разів перевищує розчинність кисню) і, на відміну від інших газів атмосфери, не є хімічно інертним по відношенню до води. При розчиненні CO_2 виникає звичайне явище гідратації



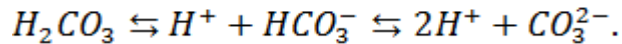
Крім того, CO_2 реагує з водою, утворюючи вугільну кислоту



яка потім дисоціює у дві стадії



Таким чином, в океані встановлюється рухлива рівність за схемою



Основним фактором, від якого залежить стан карбонатної рівноваги, є двоокис вуглецю, концентрація якого в океані схильна до змін. Наприклад, зменшення кількості двоокису вуглецю (за цю кількість приймають $H_2CO_3 + CO_2$) в результаті фотосинтезу викликає перехід частини гідрокарбонатних іонів у карбонатні і, як наслідок, збільшення pH . Навпаки, збільшення кількості двоокису вуглецю, наприклад, внаслідок окислення органічних речовин у глибинах океану, знижує кількість карбонатних іонів та зменшує pH . Таким чином, рівновага між вмістом CO_2 в атмосфері і поверхневому шарі океану підтримує концентрацію всіх компонентів карбонатної системи в певних межах і океан в даному випадку виступає в ролі регулятора в глобальному кругообігу вуглецю.

Необхідно додати, що вивчення міжрічної мінливості потоку CO_2 в останні десятиліття показало, що 1997 р. став, ймовірно, переломним. Після нього роль Світового океану як стабілізатора парникового ефекту почала зменшуватись. На жаль, нині немає чітких версій, які пояснюють причини цього. У всякому разі, будь-яких екстремумів у часі глобальної температури поверхні океану – найважливішому чиннику мінливості потоку CO_2 – у середині 1990-х років не зафіксовано. Тому виявлення причин зменшення глобального потоку CO_2 з атмосфери в океан після 1997 р. є важливим науковим завданням.

8.2.3 Глобальний обмін киснем

Основна маса кисню на периферії Землі знаходиться у кристалічній силікатній речовині земної кори. Кисень становить більшу частину (86 %) гідросфери. Для організмів біосфери виключно важливий вільний кисень, акумульований в атмосфері та розчинений у гідросфері. Концентрація O_2 в атмосфері – 21 %, кількість O_2 дорівнює $1,185 \cdot 10^9$ т. В 1 л води розчинено від 2 до 8 см³ O_2 , у водах океану знаходиться від $3 \cdot 10^9$ до $10 \cdot 10^9$ м³ кисню.

Щорічно живими організмами, які беруть участь у фотосинтезі, що живуть в океані, виділяється $130 \cdot 10^9$ т O_2 .

В 1 л H_2O розчинено від 2 до 8 см³ O_2 . Між атмосферою та водами Світового океану здійснюється обмін O_2 . Холодна вода високих широт

поглинає O_2 , надходячи з океанічними течіями в тропічний пояс, вона виділяє O_2 . Поглинання та виділення O_2 відбувається також при зміні сезонів року. У річний обмін між атмосферою та океаном залучено близько 0,5 % O_2 , тобто $5,9 \cdot 10^{12}$ т. Це майже в 20 разів більше за біогенне продукування O_2 .

Кисень, що міститься в атмосфері розчиняється у водах океану, його розчинність знижується зі збільшенням солоності та підвищенням температури. Крім того, у верхньому шарі океану при достатній освітленості сонячною радіацією найдрібніші рослини – фітопланктон – виділяють кисень. Таким чином, джерела кисню в океані знаходяться у верхньому шарі, звідки він потім турбулентним обміном і течіями розподіляється по всій товщі вод. Очевидно, що процес формування поля концентрації кисню значною мірою аналогічний до формування полів температури та солоності. Проте кисень інтенсивно витрачається у океані внаслідок життєдіяльності морських тварин, а також в хімічних процесах окислення органічних речовин та інших, тобто витрати кисню відбувається не тільки у верхньому шарі, а й у всій товщі вод.

8.3 Обмін солями, зависю та аерозолем

Солеобмін світового океану з атмосферою та сушею тісно пов'язаний із вологообміном. Солі, розчинені в океанічній воді, потрапляють у повітря під час випаровування та з бризками при хвилюванні. На сушу вони відносяться з водяними парами і повертаються до Світового океану з материковим стоком. У процесі планетарного обміну солей відбувається перерозподіл іонів сольового складу, чим, мабуть, визначається відмінність хімічного складу океанічних та річкових вод. Солеобмін океану з атмосферою, приблизно на три порядки менше від перенесення солей між океанами. Дуже цікаво, що кількість солей, яка залучається в обмін із сушею, дорівнює випаданню їх у відкладення на дні Світового океану.

За крайньої обмеженості наявних вихідних даних кількісна оцінка солеобміну може бути зроблена лише в першому наближенні.

Поява солей у повітрі в результаті випаровування називають *фізичним випаром*, лише йому є кількісна оцінка, заснована на натурних і лабораторних експериментах. Відповідно до С.В. Бруєвича з 1 м^2 поверхні океану з вологою, що випаровується, виноситься за рік 0,5 т солей. Таким чином, в атмосферу потрапляє $0,248 \cdot 10^9$ т солей в рік. Вважається, що це становить лише 5 % від винесення солей в атмосферу. Отже, загальна їх кількість, що бере участь в обміні через поверхню Світового океану, може бути визначена в $5 \cdot 10^9$ т/ рік (табл. 8.1).

Викид солей при хвилюванні М.М. Зубов запропонував називати *механічним випаром*, а Беляєв *механічним виносом солей*. У літературі не вдалося виявити відомостей про те, скільки солей потрапляє в атмосферу внаслідок розбризкування води під час хвилювання. Отримати такі оцінки дуже важко через дуже велику мінливість вітрового хвилювання і складність процесу викиду солей. Бруєвич та Корж вивчали механізм утворення та руйнування повітряних бульбашок та крапель води, що виникають при хвилюванні. Коли бульбашки лопаються, з їхньої поверхні викидається струмінь, з якого виникають окремі крапельки, так що більші з них падають в океан, а дрібні стають ядрами конденсації. Особливо багато солей потрапляє в атмосферу в прибережній хвилеприбійній смузі, де розбризкування води відбувається найбільш інтенсивно.

Таблиця 8.1 – Обмін солей через поверхню океану (10^9 т в рік) [1]

Складові обміну	Океани				
	Світовий	Атлантичний	Індійський	Тихий	Північний Льодовитий
Витратна частина солеобміну:					
розбризкування вітровим хвилюванням	-4,0752	-1,140	-1,044	-2,471	-0,097
фізичний випар	-0,248	-0,060	-0,056	-0,129	-0,003
Прибуткова частина солеобміну:					
випарювання солей з опадами	4,500	0,980	1,037	2,440	0,043
хімічний стік рік	0,500	0,220	0,063	0,160	0,057
Загальна кількість солей, які беруть участь в обміні через поверхню океану:					
10^9 т/рік	5,0	1,2	1,1	2,6	0,1
%	100	24	22	52	2

За розрахунками Бруєвича та Куліка, підтвердженим даними інших авторів, через 1 км берегової лінії з океану на сушу переноситься близько 2000 т солей на рік.

У процесі розбризкування солей відбувається перерозподіл іонів сольового складу. За дослідженнями Бруєвича, в момент безпосереднього відриву мікрокрапель, хлориди переважно залишаються в океані, а сульфати переходять переважно в аерозолі, визначаючи сольовий склад атмосферної вологи. Співвідношення сульфатів і хлоридів в океанічних водах дорівнює 0,14, а в атмосферних осадках і річкових водах перевищує одиницю (загалом 1,4, доходячи до 3-4 і більше). Тим самим, мабуть, і зумовлена відмінність хімічного складу опадів і вод суші, а також океану, що формуються з них. З річковим стоком сульфати повертаються до океану. При величезній масі океанічних вод перенесення на сушу дуже невеликої кількості сульфатів не позначається на сольовому складі океану.

Для того, щоб отримати загальну величину солей, що потрапляють в атмосферу, були проведені розрахунки за непрямыми даними. Так, Еріксон, ґрунтуючись на кількості солей, що переносяться через 1 км узбережжя на добу (5,4 т), та загальній довжині берегової лінії Світового океану (250 тис. км), визначив, що за рік на сушу переноситься з океану $0,5 \cdot 10^9$ т солей. Оцінюючи величину їхнього винесення на сушу в 10 % від загальної їх кількості, що потрапляє в повітря, Еріксон отримав сумарне значення всієї маси солей в атмосфері, що дорівнює $5 \cdot 10^9$ т/рік. Ці розрахунки було підтверджено Бруєвичем на підставі того, що солі, які переносяться на сушу, повертаються потім в океан з річковим стоком. Величину хімічного стоку він визначив у $0,5 \cdot 10^9$ т/рік. Приймаючи стік рік за 10 % від сумарного випаровування з поверхні Світового океану, перенесення солей в атмосферу отримуємо таким самим, як у Еріксона, рівним $5 \cdot 10^9$ т/рік.

Маса солей, які надходять в океан з опадами, відповідатиме кількості їх, що виносяться в повітрям (без урахування солей, що повертаються з річковим стоком), оскільки між цими складовими обміну в першому наближенні повинен мати місце баланс.

Винесення хімічних речовин річками було розраховано Альохінім на підставі визначень вмісту хлору (*Cl* + *Br*). Річний річковий стік приймався за $36 \cdot 10^3$ км³. При цьому кількість хлору, що виносяться у Світовий океан, склала $2,83 \cdot 10^8$ т.

На підставі цих оцінок складових обміну солей через поверхню океану було визначено їхній бюджет для Світового океану (табл. 8.1). Слід зазначити специфічну особливість балансу солей Північного Льодовитого океану. На противагу іншим акваторіям де хімічний стік річок набагато менше сумарної кількості солей, що випадають з атмосферними опадами, в Арктиці він значно вищий. Здавалося б, при цьому має відбуватися накопичення сульфатів, що переважають у річкових водах. Однак постійність сольового складу в Північному Льодовитому океані підтримується, мабуть, за рахунок принесення значної маси хлоридів атлантичними і тихоокеанськими водами.

Атмосфера – один із каналів обміну і перерозподілу речовини Землі. Так, наприклад, звичайна дощова крапля вагою 50 мг при падінні з висоти 1 км «промиває» 16 л повітря, а 1 л дощової води захоплює із собою домішки, що містилися в 300 тис. л повітря.

Із загальної кількості розчинених речовин, які несуть ріки з материків в океан, майже половина повертається назад з атмосферними опадами.

У ході циклічного обміну між системами «суша - атмосфера» та «океан - атмосфера» зависі надходять в атмосферу і видаляються з неї разом з опадами та у формі сухих випадань. Частинки розміром 10-100 мкм переносяться у тропосфері на сотні – перші тисячі кілометрів, а

зависі з діаметром частинок 1-10 мкм – до 10 тис. км. У середньому зависі присутні в атмосфері приблизно 5 діб. Концентрація частинок зависі в атмосфері різна, і навіть в одному конкретному місці вона сильно змінюється в часі.

Вважається, що основними джерелами природної атмосферної зависі на нашій планеті є виверження вулканів, пилові ґрунтові аерозолі, зміг і пил лісових пожеж і торфовищ, мікрометеоритний вплив. За різними оцінками, в атмосфері Землі постійно знаходиться завись мінералів масою від 20 млн т до 0,6-1,6 млрд т. Розрахована і величина загального перенесення атмосферного аерозолу (5-10 млрд т на рік).

Аерозолем називається сукупність частинок або крапельок, зважених у газовій фазі. Встановлено, що розміри частинок зависі знаходяться в межах від 0,002 до 100 мкм. Відомо, що в атмосферних аерозолях переважають частинки розміром менше 1 мкм. Вважається, що великі фракції аерозолів осідають ближче до джерела пилу, тому, наприклад, у центральній частині Тихого океану завись дрібнодисперсна.

Відповідно до однієї з класифікацій розрізняються за розмірами три класи аерозольних частинок: дрібнодисперсні ($r \leq 0,1$ мкм), середньодисперсні ($0,1$ мкм $< r < 1$ мкм) та грубодисперсні ($r \geq 1$ мкм).

Варто додатково зупинитися на наночастинках (частинки Айткена) у природних та техногенних суспензіях. Наночастинки існують у космосі, атмосфері, гідросфері, гірських породах, магмах. У гідросфері наночастинки утворюються здебільшого у вершинах, так званих *чорних куриців* (гідротермальних джерел серединно-океанічних хребтів). *Гідротермальні розчини* – це наночастинки, але, поєднуючись з холодною водою, вони звертаються вже у видимі частинки.

Крім того, атмосферні зависі можна поділити на [33]:

1. *Природні;*

1.1. *Неорганічні* (частинки мінералів кори вивітрювання, продукти хімічних реакцій у верхніх шарах атмосфери, метеорний та вулканічний пил);

1.2. *Органічні* (аеропланктон, пилок, частинки опалого листя рослин, шерсть тварин, комахи та частини їх тіл, попіл лісових пожеж, фрагменти морської органіки (талом водоростей, голкошкірих, раковини моллюсків));

2. *Техногенні;*

2.1. *Неорганічні* (сажа ТЕЦ та котелень, шматочки гуми та асфальту, частинки вихлопів автомобілів (сажа, частинки металів та їх оксидів), викиди промислових підприємств, відходи та викиди будівельної індустрії, синтетичні волокна);

2.2. *Органічні* (викиди харчових виробництв, результати горіння сміття, у тому числі й сільськогосподарського);

3. *Невстановлені.*

Частина атмосферної завесі надходить в океан разом з опадами та вітрами, де входить до складу морської завесі. Перебуваючи у водах Світового океану, вона впливає на їх хімічний склад та оптичні властивості. Морська завесь є набором частинок з різними відносними показниками заломлення m (для мінеральних частинок $m = 1,13-1,25$, для органічних $m < 1,05$). У поверхневих водах відкритого океану концентрація завесі становить приблизно 0,05-0,5 мг/л, поблизу узбереж її значення можуть зростати в десятки і навіть сотні разів, в глибинних водах вона знижується до 0,001-0,250 мг/л.

8.4 Плівка забруднення на поверхні океану та її вплив на фізику процесів у прикордонному шарі океан - атмосфера

Вода на поверхні моря завжди забруднена різними видами органічних матеріалів, пилом з континентів і у все зростаючою мірі плодами людської діяльності.

Поверхневий натяг забрудненої води менше, ніж чистої, що надходить з глибин океану. Дуже велике локальне зменшення поверхневого натягу має місце за наявності плівок, плям від олії та органічних речовин. Розтікання краплі нерозчинної олії по водній поверхні пов'язане з плавучістю олії на воді та з поверхневими взаємодіями трьох речовин – олії, води та повітря (рис. 8.7).

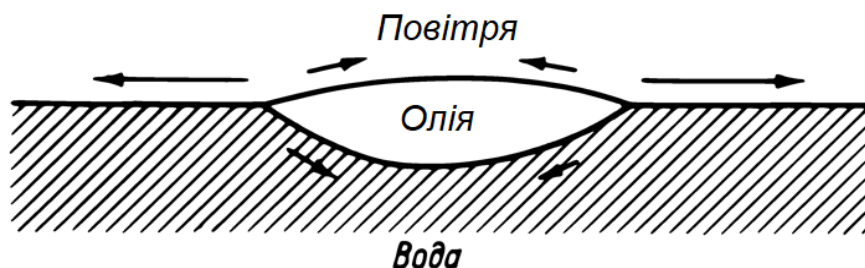


Рисунок 8.7 – Поверхневі натяги біля масляної лінзи [23]

Обідок масляної лінзи розтягується, якщо поверхневий натяг межі вода - повітря більше, ніж сума поверхневих натягів меж повітря - олія та олія - вода. Розтягування масляної плями залежить від знака коефіцієнта розтікання Sc

$$Sc = \gamma_{\text{повітря-вода}} - \gamma_{\text{повітря-олія}} - \gamma_{\text{олія-вода}}, \quad (8.3)$$

де γ – поверхневий натяг.

Розтікання має місце за додатного Sc . Якщо коефіцієнт Sc від'ємний, то вплив плавучості, обумовлений різницею густини масла і води, буде розтягувати масляну пляму, але в цьому випадку поверхневий натяг його стискатиме.

Якщо $Sc > 0$, масло буде розтікатися до тих пір, поки воно не утворює мономолекулярну плівку на поверхні води. Цю плівку можна визначити як шар матеріалу, який має дві незалежні поверхні: одну – у контакті з водою, а іншу – з повітрям. Кожна має свою характерну величину поверхневого натягу. Плівки можуть мати інтерференційне забарвлення, якщо їх товщина перевищує довжину хвилі падаючого світла.

Мономолекулярні шари мають товщину, що дорівнює діаметру окремої молекули, і утворюються з поверхнево-активних матеріалів. Це речовини, молекули яких містять і гідрофільну (тобто, що притягує молекули води) і гідрофобну (тобто, що відштовхує їх) частини. Багато нерозчинних речовин, як, наприклад, жирні кислоти і деякі спирти, які можуть потрапити в морську воду, відносяться до цієї категорії. Вони будуть розтікатися по водній поверхні та утворювати шар товщиною в одну молекулу з гідрофільними – COOH або OH – групами, орієнтованими у бік води, та гідрофобними вуглеводневими ланцюжками, спрямованими в повітря. Такі мономолекулярні шари завжди зменшують поверхневий натяг.

Щільно упакований мономолекулярний шар деяких речовин, наприклад, етилового спирту, може перешкодити переходу молекул води в пароподібний стан. Це може зменшити швидкість випаровування з малих резервуарів більше ніж на 50 %, залежно від умов погоди.

Практичне використання цього явища для збереження води обмежене, проте, трудністю підтримки однорідних непорушених мономолекулярних шарів на великих природних водних поверхнях. Зокрема, на поверхні моря завжди є мономолекулярні плівки, але вони зазвичай існують у вигляді плям і розбиваються хвилями. Тому їхній вплив на випаровування, ймовірно, незначний. Такі мономолекулярні плівки можуть впливати на флуктуації температури поверхні і, отже, на конвективні рухи в шарі атмосфери, що примикає до них зверху, і знизу – шарі океану. Вони можуть також впливати на рух у прикордонному шарі.

Забруднення необов'язково зменшує обмінні процеси через межу розділу. Іноді ефект буває протилежним. Так, наприклад, виявляється, що хоча на перехід молекул CO₂ через молекулярний підшар у воді хімічні реакції взагалі не впливають, він може бути прискорений у присутності певних каталізаторів. Це може сильно збільшити швидкість обміну через межу розділу.

8.5 Питання для самоперевірки

1. Між якими природними резервуарами відбувається процес циркуляції та перерозподілу природних вод в гідрологічному циклі?
2. Які за часовим масштабом коливання в гідрологічному циклі є найбільш потужними?
3. Що таке прісний баланс?
4. У яких широтних зонах відбувається переважно поглинання газів Світовим океаном?
5. Які за розміром краплі води є кращими переносниками аерозолів з океану до атмосфери?
6. Світовий океан більше поглинає чи виділяє вуглекислого газу?
7. Як впливає збільшення солоності на розчинність кисню в водах океану?
8. Як впливають плівки на поверхні океану на обмінні процеси між океаном та атмосферою?

ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Степанов В. Н. Океаносфера. Москва : Мысль, 1983. 274 с.
2. Шапаев В. М. Климатология. Раздел «Взаимодействие мирового океана с атмосферой и формирование климата» : конспект лекций. Ленинград : Лен. ГМИ, 1974. 168 с.
3. Догановский А. М., Малинин В. Н. Гидросфера Земли. Санкт-Петербург : Гидрометеиздат, 2004. 625 с.
4. Климатология / под ред О. А. Дроздова, Н. В. Кобышевой. Ленинград : Гидрометеиздат, 1989. 567 с.
5. Тепловой баланс Земли / Будыко М. И., Берлянд Т. Г., Ефимова Н. А. и др. Ленинград : Гидрометеиздат, 1978.
6. Теплосодержание вод Мирового океана. / Степанов В. Н., Буренин В. В., Галеркин Л. И. и др. *Океанология*. 1978. Т. 18, Вып. 3.
7. Монин А. С. Прогноз погоды как задача физики. Москва : Наука, 1969. 184 с.
8. Каган Б. А. Взаимодействие океана и атмосферы. Санкт-Петербург : Гидрометеиздат, 1992. 336 с.
9. Mitchell J. M. An overview of climatic variability and its causal mechanisms. *Quaternary Res.* 1976. Vol. 6(4). Pp. 1-13.
10. Матвеев Л. Т. Основы общей метеорологии. Физика атмосферы. Ленинград : Гидрометеиздат, 1955. 875 с.
11. Кондратьев К. Я. Актинометрия. Ленинград : Гидрометеиздат, 1965. 693 с.
12. Жуков Л. А. Общая океанология. Ленинград : Гидрометеиздат, 1976. 376 с.
13. Доронин Ю. П. Взаимодействие атмосферы и океана. Ленинград : Гидрометеиздат, 1981. 288 с.
14. Kawai Y., Wada A. Diurnal sea surface temperature variation and its impact on the atmosphere and ocean. *A Review. J. Oceanogr.* 2007. 63. Pp. 721-744. DOI:10.1007/s10872-007-0063-0.
15. Воробьев В. И. Синоптическая метеорология. Ленинград : Гидрометеиздат, 1991. 612 с.
16. Перри А. Х., Уокер Дж. М. Система океан – атмосфера. Ленинград : Гидрометеиздат, 1979. 194 с.
17. Теория общей циркуляции атмосферы : учебное пособие / Ю. П. Переведенцев, И. И. Мохов, А. В. Елисеев и др.; науч. ред. Э. П. Наумов. Казань : Казан. ун-т, 2013. 224 с.
18. EUMETSAT. URL: <https://www.eumetsat.int> (accessed : 17.07.2022).
19. Полонский А. Б. Глобальное потепление, крупномасштабные процессы в системе океан – атмосфера, термохалинная катастрофа и их влияние на климат Атлантико-Европейского региона. Серия «Современные

- проблемы океанологии». Вып. 5. Севастополь : Морской гидрофизический институт НАН Украины, 2008. 45 с.
20. Матвеев Л. Т. Теория общей циркуляции атмосферы и климата Земли. Ленинград : Гидрометеиздат, 1991. 294 с.
 21. Дворянинов Г. С. Эффекты волн в пограничных слоях атмосферы и океана. Киев : Наук. думка, 1982. 176 с.
 22. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. Москва : Мир, 1996. Т.1 399 с. Т. 2 416 с.
 23. Краус Е. Б. Взаимодействие океана и атмосферы / пер. с англ. А. Дубова / Ленинград : Гидрометеиздат, 1976. 296 с.
 24. Бурков В. А. Общая циркуляция Мирового океана. Ленинград : Гидрометеиздат, 1980. 253 с.
 25. Тараканов Г. Г. Тропическая метеорология. Ленинград : Гидрометеиздат, 1980. 174 с.
 26. Хайруллина Г. Р., Астафьева Н. М. Элементы общей циркуляции и распределение влагозапаса атмосферы Земли. Москва : ИКИ РАН, 2008. 65 с.
 27. Лаппо С. С., Гулев С. К., Рождественский А. Е. Крупномасштабное тепловое взаимодействие в системе океан – атмосфера и энергоактивные зоны океана. Ленинград : Гидрометеиздат, 1990. 336 с.
 28. Груза Г. В., Ранькова Э. Я., Рочева Э. В. Крупномасштабные колебания циркуляции атмосферы в Южном полушарии и их влияние на изменение климата некоторых регионов земного шара в XX веке. *Метеорология и гидрология*. 2007. № 7. С. 5-17.
 29. Нестеров Е. С. Североатлантическое колебание : атмосфера и океан. Москва : Триада Лтд, 2013. 144 с.
 30. Малинин В. Н. Влагообмен в системе океан – атмосфера. Санкт-Петербург : Гидрометеиздат, 1994. 194 с.
 31. Малинин В. Н., Образцова А. А. Изменчивость обмена углекислым газом в системе океан – атмосфера. *Общество. Среда. Развитие*. 2011. № 4. С. 220-226.
 32. Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / Edited by J. T. Houghton et al. Cambridge, New York: Cambridge university press, 2001. 881 p.
 33. Голохваст К. С., Кику П. Ф., Христофорова Н. К. Атмосферные взвеси и экология человека. *Экология человека*. 2012. №10. URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/atmosfernnye-vzvesi-i-ekologiya-cheloveka> (дата звернения: 17.07.2022).

Навчальне електронне видання

ЕЛЬ ХАДРІ Юссеф, БЕРЛІНСЬКИЙ Микола Анатолійович,
СЛІЖЕ Марія Олегівна

ВЗАЄМОДІЯ ОКЕАНУ ТА АТМОСФЕРИ

Конспект лекцій

Видавець і виготовлювач

Одеський державний екологічний університет

вул. Львівська, 15, м. Одеса, 65016

тел./факс: (0482) 32-67-35

E-mail: info@odeku.edu.ua

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи

ДК № 5242 від 08.11.2016