

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

**ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ
УНІВЕРСИТЕТ**

Є.П. Школьний, Т.Є. Данова, Є.А. Галич

**ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ У ВЕРХНІЙ
АТМОСФЕРІ ЗЕМЛІ**

Навчальний посібник

**Одеса
2010**

ББК 26.23
Ш 67
УДК 551.510

Рецензенти:

Бахмутов В.Г., д.геол.н., головний науковий співробітник, Інститут геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України

Міліневський Г.П., доктор фіз.-мат. наук, завідувач НДЛ фізики космосу, Київський національний університету ім. Тараса Шевченка

Ситов В.М. к.геог.н., доцент, начальник гідрометцентру Чорного та Азовського морів.

Фізичні процеси у верхній атмосфері Землі

Навчальний посібник/ Шкільний Є.П., Данова Т.Є., Галич Є.А. – Одеса , ТЕС, 2010. – 190 с.

Навчальний посібник містить основні положення щодо молекулярно-кінетичної теорії та статистики верхньої атмосфери, взаємодії атмосферних газів електромагнітним та корпускулярним випромінюванням Сонця. Велика увага приділяється фотохімічним процесам у верхній атмосфері, які чинять великий вплив на вміст озону, а також на геофізичні явища, такі як характеристики іоносфери, магнітного поля Землі й магнітосфери, полярних сяйв й сріблястих хмар. Важливим є останній розділ навчального посібника, у якому докладно розглядається циркуляційний режим повітря у верхній атмосфері – стратосфері, мезосфері й термосфері.

ББК 26.23
УДК 551.510
© Одеський державний
екологічний університет, 2010

ЗМІСТ

Вступ	6
1 Загальні уявлення про фізичні властивості повітряного середовища і процеси у верхній атмосфері	7
1.1 Загальна характеристика повітряного середовища верхньої атмосфери	7
1.2 Загальні положення молекулярно-кінетичної теорії та статика верхньої атмосфери	8
1.2.1 Газові закони і рівняння нерозривності	9
1.2.2 Основи кінетичної теорії взаємодіючих частинок і молекулярна дифузія	11
1.2.3 Рівняння статички верхньої атмосфери	15
1.3 Гравітаційно-дифузійний розподіл й турбулентне перемішування газів	19
2 Сонце і сонячна активність	27
2.1 Основні фізичні характеристики Сонця	27
2.2 Сонячна атмосфера	28
2.2.1 Фотосфера Сонця	29
2.2.2 Хромосфера	29
2.2.3 Корона	30
2.3 Фізичні явища, які утворюються на Сонці	31
2.3.1 Сонячні плями	31
2.3.2 Факели і флокули	35
2.3.3 Протуберанці	35
2.3.4 Коронарні конденсації	36
2.3.5 Сонячні спалахи	36
2.4 Сонячна активність і центри активності	37
2.5 Електромагнітне та корпускулярне випромінювання Сонця	39
2.6 Вплив сонячної активності на фізичний стан атмосфери Землі	43
2.7 Поглинання сонячної радіації в атмосфері	46
2.7.1 Сонячна радіація на верхній межі атмосфери.....	46
2.7.2 Рівняння переносу радіації. Закон Буге-Ламберта-Бера	49
2.7.3 Формування ліній поглинання	51
2.7.4 Розширення тиском	53
2.7.5 Доплерівське розширення	57
2.7.6 Особливості поглинання сонячної радіації в атмосфері	59

2.8	Нагрівання атмосфери за рахунок поглинання сонячної радіації	62
2.9	Перенос теплової інфрачервоної радіації	64
3	Фотохімічні процеси в атмосфері	67
3.1	Процеси дисоціації й асоціації кисню	67
3.2	Дисоціація й асоціація азоту	72
3.3	Фотохімічні процеси водню та гідроксилу	73
4	Озон в атмосфері Землі.....	75
4.1	Фізичні величини, які характеризують вміст озону	75
4.2	Оптичні властивості озону	77
4.3	Розподіл озону у просторі та за часом	80
4.3.1	Широтно-довготний розподіл загального вмісту озону	80
4.3.2	Вертикальний розподіл озону	89
4.3.3	Озонові «дірки»	92
5	Іоносфера Землі	98
5.1	Іоносферні процеси в атмосфері	98
5.2	Основи теорії утворення іоносфери	100
5.3	Побудова іоносфери за результатами вимірювань.....	104
5.4	Просторово-часові зміни характеристик іоносфери.....	106
5.5	Іоносферні збурення	109
6	Магнітне поле Землі	111
6.1	Елементи магнітного поля	111
6.2	Структура магнітного поля біля земної поверхні	112
6.3	Математична модель магнітного поля Землі	114
6.4	Магнітосфера Землі	117
6.5	Варіації елементів геомагнітного поля	120
6.6	Магнітні збурення	122
6.7	Індекси геомагнітної активності	123
7	Полярні саява	126
7.1	Основні характеристики полярних саяв	126
7.2	Частота полярних саяв і їх поширення	131
8	Сріблясті хмари	134
8.1	Основні характеристики сріблястих хмар.....	134
8.2	Гіпотези щодо утворення сріблястих хмар.....	136
9	Динаміка верхньої атмосфери.....	139
9.1	Основи динаміки атмосфери.....	139
9.1.1	Вихідні рівняння динаміки верхньої атмосфери....	140
9.1.2	Рівняння руху з урахуванням сил іонного гальмування.....	142
9.2	Циркуляційний режим верхньої атмосфери.....	143
9.2.1	Циркуляційний режим нижньої стратосфери.....	144
9.2.1.1	Вітровий режим нижньої стратосфери.....	144

9.2.1.2	Вертикальна структура повітряних течій в тропічній та екваторіальній нижній стратосфері.....	146
9.2.1.3	Циклічні коливання зональної складової вітру в нижній стратосфері.....	154
9.2.1.4	Турбулентний режим нижньої стратосфери.....	156
9.2.2	Особливості атмосферної циркуляції в верхній стратосфері і мезосфері.....	159
9.2.2.1	Вітровий режим верхньої стратосфери.....	159
9.2.2.2	Особливості поля вітру в мезосфері.....	162
9.2.2.3	Сезонні коливання швидкості вітру та перебудови циркуляції.....	163
9.2.2.4	Турбулентний режим в шарі метеорних слідів.....	167
9.2.3	Вітровий режим термосфери.....	171
9.3	Вплив планетарних хвиль на термодинамічні процеси у верхній атмосфері.....	173
9.3.1	Позатропічні планетарні хвилі та миттєві стратосферні потепління.....	173
9.3.2	Екваторіальні стратосферні хвилі.....	178
	Список використаної літератури	182
	Іменний покажчик.....	185
	Предметний покажчик.....	186

Вступ

Фізичні чинники, під дією яких утворюються і розвиваються процеси різних масштабів в густих шарах атмосфери й у верхній атмосфері Землі, значно розрізняються. У тропосфері головними з них є процеси енергетичного взаємообміну між атмосферою й підстильною поверхнею Землі імпульсом, теплом і водяною парою, які у великій мірі обумовлені властивостями діяльної поверхні й станом атмосфери. У високих широтах атмосфери основними є динамічні та оптико-хімічні перетворення енергії. Вони значною мірою залежать, по-перше, від інтенсивності надходження сонячної радіації у різних діапазонах довжин хвиль і сонячної корпускулярної радіації, по-друге, від характеру взаємодії між ними та різними газовими складовими верхньої атмосфери. У результаті цих взаємодій, а також властивостей структури Землі, як планети, у верхній атмосфері виникають відповідні геофізичні процеси і явища. Вони здебільшого отримують значний розвиток у високих широтах обох півкуль планети. Зазначені геофізичні явища мають тісний зв'язок з структурою верхніх шарів атмосфери й процесами, які у них розвиваються. Тому спеціалісти метеорологи, котрі проходять підготовку в області полярної метеорології, повинні мати уявлення про особливості метеорологічних й геофізичних процесів у верхній атмосфері Землі, їх взаємозв'язок і взаємообумовленість.

Навчальний план рівнів підготовки спеціаліста та магістра з прикладної метеорології в Одеському державному екологічному університеті містить дисципліни, спрямовані на пізнання студентами складних процесів взаємодії атмосфери і підстильної поверхні, а також між різними шарами атмосфери, сонячно-земних зв'язків у високих широтах земної кулі, зв'язків атмосферних процесів з процесами геофізичними.

Матеріали навчального посібника відповідають в значній мірі навчальній програмі дисципліни «Фізичні процеси верхньої атмосфери (з основами озониметрії)».

Навчальний посібник підготовлено колективом викладачів кафедри фізики атмосфери та кліматології гідрометеорологічного інституту Одеського державного екологічного університету. Розділи 1 – 6 написані д.т.н., професором Школьнім Є.П., розділи 7-8 – к.г.н., доцентом Дановою Т.Є., розділ 9 – к.г.н. Галич Є.А. Матеріали про просторовий розподіл загального вмісту озону у південній півкулі надані асистентом кафедри екологічного права Бургазом О.А.

Автори щиро дякують рецензентам доктору геологічних наук Бахмутову В.Г., доктору фізико-математичних наук Міліневському Г.П., кандидату географічних наук Ситову В.М. за зроблені зауваження й побажання. Врахування більшості з них привело до покращення змісту навчального посібника.

1 Загальні уявлення про фізичні властивості повітряного середовища і процеси у верхній атмосфері

1.1 Загальна характеристика повітряного середовища верхньої атмосфери

Розглянемо поняття «верхня атмосфера», оскільки у ньому існують розбіжності. Деякими авторами нижня межа цього шару атмосфери визначається висотою 30 км, іншими – 50-70 км. Ми будемо ґрунтуватися на принципі поділу атмосфери на шари за характером змінення температури повітря з висотою, враховуючи той факт, що у нижньому шарі – тропосфері, де температура у середньому зменшується зі швидкістю 0,65 К на 100 м висоти, зосереджується більшість маси атмосфери: від 75% у помірних широтах до 90% – у низьких. Отже верхню атмосферу ми у подальшому будемо розглядати як частину атмосфери, яка розташовується вище тропопаузи, тобто вище 10-15 км. Таким чином, верхня атмосфера складається з чотирьох шарів: стратосфери, мезосфери, термосфери і екзосфери. Межа верхньої атмосфери не визначається. Верхня атмосфера поширюється від тропопаузи до декількох десятків тисяч кілометрів, поступово переходячи у навколоземний космічний простір.

Верхній атмосфері притаманні такі властивості:

- високий ступінь розрідженості, який визначається, особливо у верхній частині, низькими значеннями густини ρ й атмосферного тиску P повітря (уявлення про це можна отримати за даними табл. 1.1).
- іонізація, обумовлена потужним випромінюванням Сонця, яке спричиняє постійне утворення вільних електронів та іонів. Вони надають верхній атмосфері специфічних властивостей;
- наявність фотохімічних процесів, що виникають у результаті поглинання молекулами й атомами квантів (фотонів) сонячного випромінювання і призводять до дисоціації молекул і утворення атмосферних газів, іонізації молекул та атомів, а також до утворення деяких хімічних сполук, які в нижній атмосфері не спостерігаються;
- нагрівання повітряного середовища за рахунок енергії фотохімічних процесів, яке створює специфічний вертикальний профіль температури;
- зміни газового складу атмосфери і зменшення відносної молекулярної маси μ вище 100 км (табл. 1.1), обумовлене збільшенням з висотою температури, що приводить до утворення стійкої стратифікації і, як наслідок, до несприятливих умов для

виникнення упорядкованих вертикальних рухів і турбулентності, під дією яких у гомосфері (шар з верхньою межею 90-100 км) відбувається перемішування атмосферного повітря;

- наявність магнітного поля, яке впливає на рухи заряджених частинок, захоплення високоенергійних заряджених частинок у більш віддалених від землі шарах, на утворення магнітних збурень, полярних сьайв тощо.

Таблиця 1.1. – Значення та порядки фізичних параметрів верхньої атмосфери

z , км	50	100	150	200	250	300
T , К	300	170	900	1200	1400	1500
ρ , $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	10^{-3}	10^{-5}	$5 \cdot 10^{-8}$	10^{-10}	10^{-15}	10^{-17}
P , Па	10^2	10^{-1}	10^{-3}	$5 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	10^{-5}
μ , $\frac{\text{кг}}{\text{моль}}$	29	29	26	25	24	23

Отже верхня атмосфера за своїми властивостями дуже відрізняється від тропосфери. Для розуміння процесів, які їй притаманні, необхідно використовувати не тільки основні закони класичної фізики, але й деякі розділи хімії атмосфери, іонної кінетики й інших наукових дисциплін. Сукупність цих дисциплін одержала назву аерономії верхньої атмосфери.

1.2 Загальні положення молекулярно-кінетичної теорії та статика верхньої атмосфери

Верхня атмосфера – це газове середовище, до якого застосовні основні положення молекулярно-кінетичної теорії, яка описує властивості електрично нейтрального газу. Атмосферний тиск і густина зменшуються з висотою. Тому справедливим є основне рівняння статички. Для найвищих шарів атмосфери, де довжина вільного пробігу молекул стає дуже великою, а зіткнення частинок рідким, рівняння статички у класичній формі не є справедливим, як і рівняння стану повітря. Особливу форму має й рівняння нерозривності.

1.2.1 Газові закони і рівняння нерозривності

Стан верхньої атмосфери описується тиском p , густиною ρ , температурою T і концентрацією молекул в одиниці об'єму n . Для верхньої атмосфери також застосовується рівняння стану ідеального газу. Але записувати його потрібно для одного моля, тобто у вигляді:

$$p = knT, \quad (1.1)$$

де $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$ – стала Больцмана.

Рівняння для густини повітря має такий вигляд:

$$\rho = nm, \quad (1.2)$$

де m – середня маса однієї молекули.

Температура у рівнянні (1.1) – кінетична. Вона є мірою теплових рухів молекул, тобто характеризує середню кінетичну енергію цих рухів. Дійсно, середня кінетична енергія молекулярних рухів визначається рівнянням

$$\bar{E}_k = \frac{m\bar{v}^2}{2}. \quad (1.3)$$

В рівнянні (1.3) $\bar{v}^2$ – середній квадрат швидкості молекул. У той же час, внутрішня енергія залежить від температури таким чином

$$E_{\text{в}} = \frac{3kT}{2}. \quad (1.4)$$

Із рівності цих енергій маємо

$$m\bar{v}^2 = 3kT. \quad (1.5)$$

На теплові рухи молекул накладається рух усього газу в цілому зі швидкістю $\vec{u}(u_x, u_y, u_z)$. Розглянемо деякий об'єм у вигляді малого прямого паралелепіпеда з ребрами (x, y, z) , зображено на рис. 1.1.

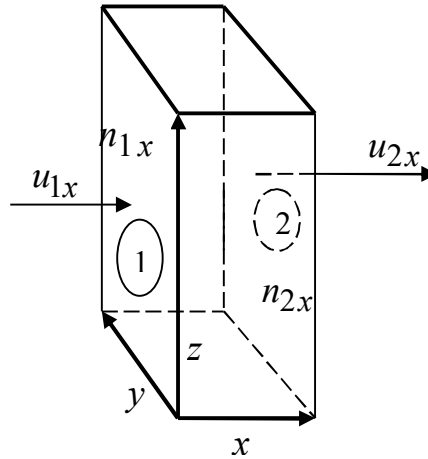


Рис. 1.1 – До виведення рівняння нерозривності

Нехай за одиницю часу у бічну грань yz одиничної площини у напрямку осі x надходить кількість частинок $u_{1x} n_{1x}$, а виходить $u_{2x} n_{2x}$. Отже, кількість частинок в об'ємі за одиницю часу змінюється на

$$(n_{1x} u_{1x} - n_{2x} u_{2x}),$$

а на одиницю відстані x

$$\frac{n_{1x} u_{1x} - n_{2x} u_{2x}}{x}.$$

Очевидно,

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{n_{1x} u_{1x} - n_{2x} u_{2x}}{x} = -\frac{\partial (u_x n_x)}{\partial x}. \quad (1.6)$$

Цей процес приводить до зміни концентрації частинок за рахунок дрейфової швидкості, тобто

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_x = -\frac{\partial}{\partial x} (n_x u_x). \quad (1.7)$$

Аналогічно, у напрямках осей ox і oz зміна концентрації буде

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_y = -\frac{\partial}{\partial y} (n_y u_y), \quad (1.8)$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_z = -\frac{\partial}{\partial z} (n_z u_z). \quad (1.9)$$

Узагальнюючи для всього об'єму, одержимо

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \left[\frac{\partial (n_x u_x)}{\partial x} + \frac{\partial (n_y u_y)}{\partial y} + \frac{\partial (n_z u_z)}{\partial z} \right] = -\operatorname{div}(n\vec{u}) \quad (1.10)$$

Рівняння (1.10) є рівнянням нерозривності верхньої атмосфери. Воно має сенс збереження концентрації частинок, тобто якщо у деякому малому об'ємі простору кількість частинок при надходженні й витіканні є різною, то відбувається відповідна зміна їх концентрації.

1.2.2 Основи кінетичної теорії взаємодіючих частинок і молекулярна дифузія

Газовий склад верхньої атмосфери визначають важливі фізичні процеси, роль яких у різних шарах є різною. Це такі процеси як зіткнення частинок, теплова рівновага та дифузія. Розглянемо їх сутність.

Зіткнення частинок. Частинки різних газових компонентів взаємодіють між собою тільки шляхом зіткнень. Частота зіткнень ν визначається як кількість зіткнень частинок з будь-якими іншими за 1 секунду. Середню відстань, яку проходить частинка між зіткненнями називають середньою довжиною вільного пробігу. Із рівняння (1.5) виходить, що середнє квадратичне значення швидкості частки $v_{cp.k}$ дорівнює

$$v_{cp.k} = \left(\overline{v^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{3kT}{m} \right)^{1/2}. \quad (1.11)$$

Середню довжину вільного пробігу можна визначити таким чином

$$l = \frac{v_{\text{в.п.}}}{\nu} = \frac{(3kT/m)^{1/2}}{\nu}. \quad (1.12)$$

Оскільки l приблизно дорівнює відстані між молекулами газу, то можна вважати, що частота зіткнень ν повинна бути прямо пропорційною їх концентрації й квадратному кореню із температури, тобто

$$\nu \approx nT^{1/2}. \quad (1.13)$$

Але у реальних умовах внаслідок того, що механізми взаємодії при зіткненнях частинок різні, існують й різні залежності ν від T . Наприклад, при зіткненні електронів з нейтральними частинками $\nu \sim T$, тобто ν і T — еквівалентні. При зіткненні іонів з нейтральними частинками величина ν не залежить від температури T , а при зіткненні електронів з іонами $\nu \sim T^{-3/2}$.

Теплова рівновага. Для атмосфери, яка знаходиться у тепловій рівновазі, температура залишається такою ж, як і була, і тому рухи й перерозподіл енергії відсутні. Для всієї атмосфери такі умови не виконуються. Проте деякі із висновків теорії теплової рівноваги є суттєвими.

Найбільш важливим висновком є максвеллівський розподіл молекул за швидкостями. Він полягає у тому, що молекули у деякому об'ємі обмінюються енергією при зіткненнях й приходять до стану теплової рівноваги, при якому швидкості молекул розподілені за законом Максвелла – Больцмана

$$\frac{dN}{dv} = 4\pi v^2 N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right), \quad (1.14)$$

де N – частка молекул з молекулярною масою m і зі швидкостями від v до $v + dv$;

T – абсолютна температура;

k – стала Больцмана.

На рис. 1.2 наведено максвелловський розподіл молекул за швидкостями для молекул кисню при різних температурах. Вважається, що воно є слушним для верхньої атмосфери аж до висот екзосфери.

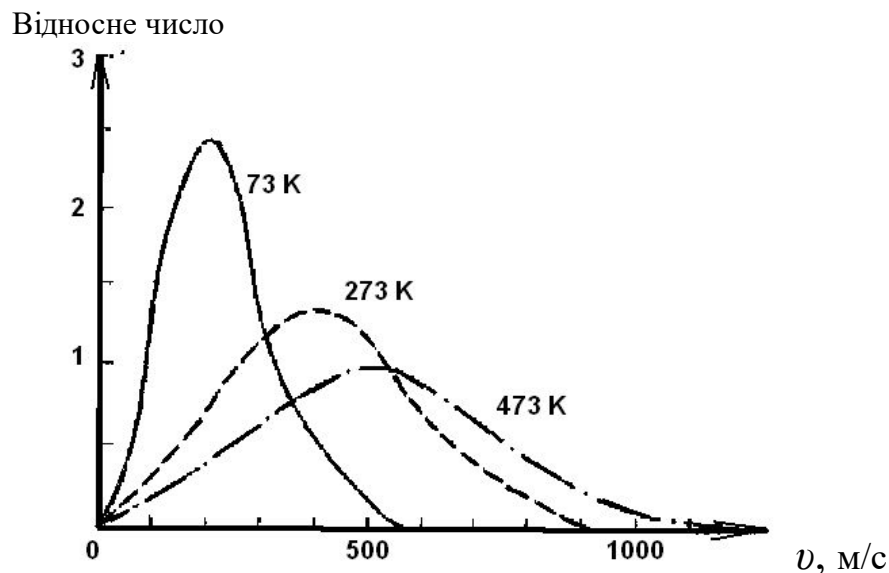


Рис. 1.2 – Розподіл Максвелла – Больцмана швидкостей молекул кисню для трьох значень температури

Якщо $v_{с\grave{a}p.\acute{e}} = \left(\overline{v^2} \right)^{1/2}$ і v_H – швидкість у максимумі розподілу, тобто

найбільш ймовірна швидкість, то її залежність від температури можна виразити такими співвідношеннями:

$$v_{c\bar{a}p.\bar{e}} = \left(\frac{3kT}{m} \right)^{1/2}, \quad (1.15)$$

$$v_n = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2}. \quad (1.16)$$

У тепловій рівновазі знаходяться не тільки частинки якої-небудь однієї компоненти газу. Коли газ складається із декількох компонент, то всі вони знаходяться у рівновазі. Якщо, наприклад, маси молекул двох компонент дорівнюють m_1 і m_2 , то середні квадрати швидкостей $\overline{v_1^2}$ і $\overline{v_2^2}$ будуть при однаковій температурі з ними пов'язані співвідношенням

$$m_1 \overline{v_1^2} = m_2 \overline{v_2^2} \quad (1.17)$$

або

$$\frac{\overline{v_1^2}}{\overline{v_2^2}} = \frac{m_2}{m_1}. \quad (1.18)$$

Звідси видно, що більш важкі молекули ($m_2 > m_1$) рухаються у середньому при однаковій температурі з меншими швидкостями ($\overline{v_2^2} < \overline{v_1^2}$) ніж молекули з меншими масами. Це є другий важливий висновок теорії теплової рівноваги.

Дифузія. Якщо у газовому середовищі існує градієнт тиску, то молекули будуть рухатись у протилежному напрямку, щоб компенсувати різницю у тиску. Швидкість спрямованого руху, на яку накладаються хаотичні теплові рухи молекул, буде пропорційна цьому градієнту. Розглянемо тривимірну декартову систему координат. Оскільки при заданій температурі, як випливає з рівняння (1.1), тиск пропорційний концентрації молекул, то градієнт тиску пропорційний градієнту концентрації

$$\text{grad}n = \frac{\partial n}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial n}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial n}{\partial z} \vec{k}. \quad (1.19)$$

Якщо розглянути дрейфову швидкість у напрямку осі ox , то вона дорівнює

$$u_x = -\frac{\bar{A}}{n} \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (1.20)$$

де $\bar{D} = \frac{kT}{m\nu}$ – коефіцієнт дифузії.

Аналогічно

$$u_y = -\frac{\ddot{A}}{n} \frac{\partial n}{\partial y}, \quad (1.21)$$

$$u_z = -\frac{\ddot{A}}{n} \frac{\partial n}{\partial z}. \quad (1.22)$$

Оскільки

$$\vec{u} = u_x \vec{i} + u_y \vec{j} + u_z \vec{k}, \quad (1.23)$$

то множення рівнянь (1.20) – (1.22) на відповідні орти й подальше почленне складання приведуть до такого виразу:

$$\vec{u} = -\frac{\ddot{A}}{n} \text{grad} n. \quad (1.24)$$

Як було отримано вище, швидкість зміни концентрації частинки у напрямку осі ox дорівнює

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_x = -\frac{\partial}{\partial x} (n_x v_x).$$

З урахуванням (1.20) маємо співвідношення

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_x = -\frac{\partial}{\partial x} \left[-\frac{n_x D}{n_x} \frac{\partial n_x}{\partial x} \right] = D \frac{\partial^2 n_x}{\partial x^2}. \quad (1.25)$$

Якщо коефіцієнт дифузії має однакову величину у всіх напрямках, то

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_y = D \frac{\partial^2 n_y}{\partial y^2}, \quad (1.26)$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_z = D \frac{\partial^2 n_z}{\partial z^2}. \quad (1.27)$$

Отже маємо

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 n_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n_z}{\partial z^2} \right) = D (\nabla^2 n). \quad (1.28)$$

1.2.3 Рівняння статки для верхньої атмосфери

Гідростатичну властивість верхньої атмосфери, якщо врахувати рівняння (1.2), можна виразити рівнянням статки

$$\frac{dp}{dz} = -mng, \quad (1.29)$$

де $n = \sum n_i$ – кількість частинок i -тих газів в одиниці об'єму;

$m = \frac{1}{n} \sum m_i n_i$ – середня маса частинок;

m_i – маса однієї частинки i -того газу;

g – прискорення вільного падіння.

З рівняння стану (1.1) маємо

$$n = \frac{p}{kT}, \quad (1.30)$$

звідки

$$\frac{dp}{dz} = \frac{-mp}{kT} g \quad (1.31)$$

або

$$\frac{dp}{p} = - \frac{dz}{\frac{kT}{mg}}. \quad (1.32)$$

Величина

$$\frac{kT}{mg} = H \quad (1.33)$$

називається висотою однорідної атмосфери і дорівнює подвійній відстані, на яку можуть піднятися у вертикальному напрямку проти сили тяжіння молекули і атоми, що мають внутрішню енергію відносно цієї осі руху oz

$$E_{\hat{a}i_z} = \frac{kT}{2}.$$

Таким чином, рівняння статки верхньої атмосфери має вигляд

$$\frac{dp}{p} = - \frac{dz}{H}. \quad (1.34)$$

Якщо проінтегрувати рівняння (1.34) у границях від p_0 до p і z_0 до z , то рівняння статки можна записати в інтегральній формі, яка називається барометричною формулою верхньої атмосфери

$$p(z) = p_0 \exp \left[- \int_{z_0}^z \frac{dz}{H} \right], \quad (1.35)$$

або, якщо використати рівняння стану (1.1)

$$n(z) = n_0 \frac{T_0}{T(z)} \exp \left[- \int_{z_0}^z \frac{dz}{H} \right]. \quad (1.36)$$

Для ізотермічної атмосфери $T(z) = T_0 = \text{const}$ і при незначному зміні висотою H при віддаленні від z_0 (тобто, коли $m = \text{const}$; $g = \text{const}$), маємо

$$p(z) = p_0 \exp \left[- \frac{z - z_0}{H} \right], \quad (1.37)$$

$$n(z) = n_0 \exp \left[- \frac{z - z_0}{H} \right], \quad (1.38)$$

$$\rho(z) = \rho_0 \exp \left[- \frac{z - z_0}{H} \right]. \quad (1.39)$$

Рівняння (1.39) випливає з рівняння (1.38), якщо обидві частини останнього помножити на масу m . На тих висотах верхньої атмосфери, де відбувається гравітаційний розділ газів (зменшення з висотою відносної молекулярної маси), кожна газова компонента має свою однорідну атмосферу

$$H_i = \frac{kT}{m_i g} \quad (1.40)$$

або, оскільки стала Больцмана

$$k = \frac{R^* m_i}{\mu_i}, \quad (1.41)$$

де $R^* = 8,31441 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$ – універсальна газова стала;

μ_i – відносна молекулярна маса, то

$$H_i = \frac{R^* T}{\mu_i g}. \quad (1.42)$$

При цьому, парціальний тиск такої компоненти оцінюють за її масою m_i , а сумарний тиск відповідно до закону Дальтона

$$p = \sum_i p_i. \quad (1.43)$$

На тих висотах, де повітря добре перемішується (у границях гомосфери), у рівнянні (1.42) можна використовувати середнє значення молекулярної маси $\mu = 28,965$. Отже, якщо у деякому шарі повітря спостерігається незмінний склад повітря, то H залежить тільки від температури і вона має тим більше значення, чим більшою є температура. Наприклад, у термосфері, де відбувається зростання температури з висотою, висота однорідної атмосфери збільшується від 5 км на висоті 80 км до 70-80 км на висоті біля 500 км.

Для оцінки висоти однорідної атмосфери у кілометрах можна користуватися приближеним співвідношенням

$$H \approx \frac{T}{\mu}. \quad (1.44)$$

Воно дає похибку десь близько 10% на висотах 200-900 км.

Якщо барометрична формула використовується для верхньої атмосфери, особливо для її самих високих шарів, то треба враховувати зменшення прискорення вільного падіння з висотою.

Тому у формулі $\frac{dp}{dz} = -nmg$ необхідно враховувати залежність цієї характеристики від висоти $g(z)$, як і у формулах (1.40), (1.42). Якщо знехтувати обертанням Землі відносно осі та її несферичністю, то залежність $g(z)$ може бути визначена таким чином:

$$g(z) = g_0 \frac{R_C^2}{(R_C + z)^2} = \frac{GM}{(R_C + z)^2}, \quad (1.45)$$

де $R_C = 6371$ км – середній радіус Землі;

z – висота над її поверхнею;

$M = 5,97 \cdot 10^{24}$ – маса Землі;

$G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{кг}^{-1}$ – гравітаційна стала.

За формулою (1.45) при $z = 100$ км $\frac{g}{g_0} = 0,97$, при

$z = 500$ км $\frac{g}{g_0} = 0,86$.

Рівняння статки верхньої атмосфери базується на рівнянні стану ідеального газу. Воно справедливе для тих шарів, де частота зіткнень

молекул v настільки велика, що досягається термодинамічна рівновага й встановлюється максвеллівський розподіл молекул за швидкостями.

Із цього виходить, що у локальному об'ємі, де сформульовані умови виконуються, середня довжина вільного пробігу молекул l повинна бути значно меншою, ніж висота однорідної атмосфери H , вздовж якої атмосферний тиск зменшується у e разів. Починаючи із висоти 600 км, середня довжина вільного пробігу зрівнюється з величиною H і навіть перебільшує її. Час між співударами молекул становить біля доби. Крім того, стан високих шарів атмосфери визначається у значній мірі фотохімічними процесами, що відбуваються під дією сонячної радіації й космічного випромінювання. Тому атмосфера на дуже значних висотах стає нерівноважною, і рівняння статички у класичній формі не виконується.

Якщо температурна рівновага порушується, а температура є функцією тільки висоти, то рівняння статички необхідно розглядати у такому вигляді:

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{g}{2} \frac{\vartheta^2}{\rho T} \frac{\partial^3 T}{\partial z^3} = -g\rho, \quad (1.46)$$

де $\vartheta = \frac{1}{3} \rho \bar{v}$ – коефіцієнт в'язкості;

$\bar{v}$ – середня швидкість руху молекул.

Множник $\frac{\partial^3 T}{\partial z^3}$ на висоті 250 км має порядок 10^{-3} відносно інших членів і, таким чином, до цього рівня атмосфери ним можна знехтувати.

У більшій частині верхньої атмосфери ймовірність зіткнення молекул є дуже великою. Тому жодна з них не може залишити атмосферу. Але у самих верхніх шарах, де відзначається дуже мала густина й дуже велика температура повітря, ймовірність зіткнення молекул або атомів значно зменшується, а їх швидкість стає такою великою, що вони можуть залишати межі земної атмосфери. Рівень верхньої атмосфери, з якого стає можливим втрата молекул і атомів у космічний простір, називається рівнем дисипації. Висота цього рівня складає біля 600 км над землею поверхнею. Вона помітно збільшується у роки високої сонячної активності й навпаки.

Із співвідношення, яке вже розглядалося,

$$\frac{m\omega^2}{2} = \frac{3kT}{2}.$$

Якщо прирівняти швидкість руху молекул до другої космічної швидкості 11,2 км/с, коли сила тяжіння Землі вже не може утримати тіло, яке рухається з такою швидкістю, можна отримати оцінку температури атмосфери, при якій така швидкість молекул і атомів можлива. Розрахунки

показують, що для атомів кисню (O) вона дорівнює 84000 К, для атомів гелію (He) – 21000 К, а для атомів водню – 5200 К.

Температура екзосфери (вище 450 км) складає 1000-2000 К, тобто набагато менша ніж зазначені вище температури. Оскільки втрати відбуваються на високошвидкісній гілці розподілу молекул за швидкостями, то вони є значними для атомів водню, невеликими для атомів гелію й нехтовно малими для атомів кисню.

1.3 Гравітаційно-дифузійний розподіл й турбулентне перемішування газів

В основу перших досліджень газового складу атмосфери на різних висотах були покладені висновки закону Дальтона, згідно з яким будь-який газ розподіляється у просторі незалежно від наявності інших газів. Це означає, що всі гази, оточуючі земну поверхню, утворюють самостійні атмосфери, які проникають одна в одну.

Припустимо, що атмосфера є незбуреною, тобто що в ній не спостерігаються конвективні і турбулентні рухи. Тоді на молекули діють лише сили тяжіння та дифузії. В результаті дії цих сил в атмосфері встановлюється гравітаційно-дифузійна рівновага. У результаті такої рівноваги у полі тяжіння Землі відбувається розділення газів, причому у нижніх її шарах переважають важкі гази (азот та кисень), а у верхніх – більш легкі (гелій та водень). Оскільки атмосфера знаходиться у стані спокою, то у наслідок молекулярної теплопровідності через деякий час установлюється ізотермічна рівновага, а саме $T = T_0 = const$. Для цих умов треба використовувати барометричну формулу ізотермічної атмосфери для i - того газу

$$p_i = p_{0i} \exp \left[- \frac{\mu_i g}{R^* T} z \right], \quad (1.47)$$

де p_i – парціальний тиск газу на висоті z ;

p_{0i} – тиск на вихідному рівні;

μ_i – відносна молекулярна маса;

R^* – універсальна газова стала.

Із формули видно, що чим більша молекулярна маса i – того газу, тим швидше зменшується з висотою його парціальний тиск й, як наслідок, його густина ρ_i і концентрація молекул n_i . Тому у верхніх шарах відносний вміст легких газів повинен бути більшим, ніж у нижніх.

Численні вимірювання, що проводилися за допомогою геофізичних ракет й метеорологічних супутників, показали, що таке розділення газів спостерігається лише на висотах, більш ніж 100 км. Нижче цього рівня, тобто у гомосфері, атмосфера за своїм складом є однорідною. Чинником цього є інтенсивне турбулентне перемішування. Висоту, на якій може відбуватися гравітаційно-дифузійне розділення газів, можна визначити шляхом зіставлення часу, необхідного для турбулентного перемішування, з часом, який потрібний для повернення атмосфери до стану гравітаційно-дифузійної рівноваги. Цей рівень, очевидно, повинен розташовуватися на тій висоті, де час перемішування стає більшим за час встановлення гравітаційно-дифузійної рівноваги.

Розглянемо розподіл в ізотермічній атмосфері деякого газу, який домішаний до неї у невеликій кількості. Під впливом сили тяжіння, молекулярної дифузії й турбулентного перемішування через деяку горизонтальну площину s на висоті z буде відбуватися рух молекул повітря.

Через одиничну площадку s за час dt у напрямку знизу уверх відбувається потік молекул i – того газу за рахунок молекулярної дифузії dq_1 , який дорівнює

$$dq_1 = -D \frac{\partial \rho_i}{\partial z} dt, \quad (1.48)$$

де ρ_i – густина перемішаного газу;
 D – коефіцієнт молекулярної дифузії.

Експерименти показують, що D змінюється з висотою за таким законом

$$D = D_0 \exp\left[\frac{\mu g}{R^* T} z\right], \quad (1.49)$$

або, якщо впровадити висоту однорідної атмосфери,

$$\ddot{A} = \ddot{A}_0 \exp\left[\frac{z}{H}\right]. \quad (1.50)$$

У рівняннях (1.49) і (1.50) D_0 – коефіцієнт дифузії на початковому рівні.

Підставимо D з формули (1.50) до рівняння (1.48). Отримаємо

$$dq_1 = -\left[\ddot{A}_0 \frac{\partial \rho_i}{\partial z} \exp\left(\frac{z}{H}\right)\right] dt. \quad (1.51)$$

У той же час, під впливом сили тяжіння через площадку s відбувається зверху вниз потік молекул, який дорівнює

$$dq_2 = -W \rho_i dt, \quad (1.52)$$

де W – вертикальна швидкість низхідного руху молекул. Вона визначається співвідношенням

$$W = Bg\mu_i, \quad (1.53)$$

в якому B – стала, що називається рухливістю молекули. Значення B можна оцінити при припущенні відсутності турбулентності. У такому разі умова рівноваги приводить до рівності

$$dq_1 = dq_2. \quad (1.54)$$

Звідки з урахуванням (1.48) і (1.52) маємо

$$D \frac{\partial \rho_i}{\partial z} + Bg\mu_i \rho_i = 0. \quad (1.55)$$

Вище було показано (рівняння (1.39), що в ізотермічній атмосфері

$$\rho_i = \rho_{0i} \exp \left[-\frac{z}{H_i} \right]. \quad (1.56)$$

Тоді

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial z} = -\frac{\rho_{i0}}{H_i} e^{-\frac{z}{H_i}}. \quad (1.57)$$

Підставивши рівності (1.56) і (1.57) до рівняння (1.55), отримаємо

$$B = \frac{D}{g\mu_i H_i}. \quad (1.58)$$

Використаємо тепер рівняння (1.58) і (1.53) у формулі (1.52). Після скорочення деяких величин отримуємо для потоку, обумовленого дією сили тяжіння, таку формулу:

$$dq_2 = -D \frac{\rho_i}{H_i} dt, \quad (1.59)$$

або, якщо виразити коефіцієнт дифузії формулою (1.50),

$$dq_2 = -\frac{D_0}{H_i} \rho_i \exp \left(\frac{z}{H} \right) dt. \quad (1.60)$$

Третій потік молекул, який відбувається, обумовлено турбулентністю атмосфери. Він дорівнює

$$dq_3 = -A \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_i}{\rho} \right) dt, \quad (1.61)$$

де A – коефіцієнт турбулентного обміну.

З урахуванням рівності (1.39) похідна по змінній z у рівнянні (1.61) дорівнює

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_i}{\rho} \right) = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho_i}{\partial z} + \frac{\rho_i}{H} \right) \exp \left(\frac{z}{H} \right). \quad (1.62)$$

Таким чином,

$$dq_3 = - \frac{A}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho_i}{\partial z} + \frac{\rho_i}{H} \right) \exp \left(\frac{z}{H} \right) dt. \quad (1.63)$$

Повний потік через площадку s за час dt на рівні z дорівнює

$$dq_z = dq_1 + dq_2 + dq_3. \quad (1.64)$$

Підставимо у це рівняння його складові з формул (1.51), (1.60) і (1.63). Отримаємо

$$dq_z = - \left\{ D_0 \frac{\partial \rho_i}{\partial z} \exp \left(\frac{z}{H} \right) + \frac{D_0}{H_i} \rho_i \exp \left(\frac{z}{H} \right) + \frac{A}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho_i}{\partial z} + \frac{\rho_i}{H} \right) \exp \left(\frac{z}{H} \right) \right\} dt,$$

або

$$dq_z = - \left\{ \left(D_0 + \frac{A}{\rho_0} \right) \frac{\partial \rho_i}{\partial z} + \left(\frac{D_0}{H_i} + \frac{A}{\rho_0 H} \right) \rho_i \right\} \exp \left(\frac{z}{H} \right) dt. \quad (1.65)$$

За усталеною рівновагою низхідний dq_2 і висхідний $(dq_1 + dq_3)$ потоки молекул компенсують один одного, а загальний потік $dq_z = 0$. Тому, оскільки цей випадок може трапитися лише тоді, коли члени у фігурних дужках дорівнюють нулю, маємо

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial z} \left(D_0 + \frac{A}{\rho_0} \right) + \rho_i \left(\frac{D_0}{H_i} + \frac{A}{\rho_0 H} \right) = 0, \quad (1.66)$$

звідси

$$\frac{1}{\rho_i} \frac{\partial \rho_i}{\partial z} = - \frac{D_0/H_i + A/\rho_0 H}{D_0 + A/\rho_0}. \quad (1.67)$$

Позначимо

$$\frac{D_0/H_i + A/\rho_0 H}{D_0 + A/\rho_0} = \lambda, \quad (1.68)$$

і отримаємо рівняння

$$\frac{1}{\rho_i} \frac{\partial \rho_i}{\partial z} = -\lambda. \quad (1.69)$$

Інтегрування його по змінній z дає

$$\rho_i = \rho_{i0} \exp(-\lambda z). \quad (1.70)$$

Розглянемо різні умови перемішування, які складаються у верхній атмосфері.

а) Слабке перемішування. У цьому випадку коефіцієнт турбулентного обміну близький до нуля і $\lambda = H_i$.

Отже, густина i – того газу змінюється з висотою за законом

$$\rho_i = \rho_{i0} \exp\left[-\frac{z}{H_i}\right] = \rho_{0i} \exp\left[-\frac{\mu_i g}{R^* T} z\right]. \quad (1.71)$$

Таким чином, при слабкому перемішуванні густина газу зменшується з висотою тим швидше, чим більше його молекулярна маса μ_i . Це свідчить про те, що при цих умовах в атмосфері спостерігається гравітаційне розділення газів.

б) Інтенсивне перемішування. У цьому випадку $A \gg D_0$. Отже, порівняно з турбулентною дифузією, молекулярною дифузією можна знехтувати, тобто вважати, що $D_0 = 0$. Звідси випливає, що $\lambda = H^{-1}$ і густина атмосфери у такому випадку визначається формулою

$$\rho_i = \rho_{0i} \exp\left[-\frac{z}{H}\right]. \quad (1.72)$$

Із формули (1.72) виходить, що густина повітря всіх газів незалежно від їх молекулярної маси змінюється з висотою по одному і тому ж закону, тобто атмосфера за своїм складом однорідна.

У реальних умовах процеси дифузії і турбулентного перемішування діють одночасно. Тому розподілення атмосферних газів за висотою залежить від сумісної їх дії. У гомосфері, тобто до висоти 100 км, переважають процеси турбулентної дифузії, і атмосфера у шарі від земної поверхні до цієї висоти має однаковий процентний склад. Вище цієї висоти температура з висотою збільшується, тобто атмосфера характеризується стійкою стратифікацією. Це є несприятливою умовою для розвинення турбулентних рухів, і головний внесок дає процес молекулярної дифузії. Як було показано вище, це спричиняє змінення газового складу атмосфери з висотою. Межу між цими шарами атмосфери провести чітко неможливо. Вона являє собою достатньо протяжну область. Гравітаційно-дифузійне розподілення газів в атмосфері відбувається у тим більшій мірі, чим більше розрізняються їх молекулярні маси μ_i . Використаємо барометричну формулу (1.47) і рівняння стану (1.1) для i – тої компоненти. Будемо мати рівняння відносно зміни концентрації цього газу у вигляді

$$n_i = n_{i0} \exp \left[-\frac{\mu_i g}{R^* T} z \right]. \quad (1.73)$$

Відносна концентрація i – того газу у шарі від 0 до z визначається, очевидно, співвідношенням

$$\frac{n_i}{n_{i0}} = \exp \left[-\frac{\mu_i g}{R^* T} z \right], \quad (1.74)$$

а

$$\ln \frac{n_i}{n_{i0}} = -\frac{\mu_i g}{R^* T} z. \quad (1.75)$$

Якщо маємо два гази з концентрацією n_1 і n_2 з молекулярними масами μ_1 і μ_2 , то для них можна записати

$$\ln \frac{n_1}{n_{10}} - \ln \frac{n_2}{n_{20}} = -\frac{g}{R^* T} (\mu_1 - \mu_2) z \quad (1.76)$$

або

$$\ln \frac{n_1/n_{10}}{n_2/n_{20}} = -\frac{g}{R^* T} (\mu_1 - \mu_2) z. \quad (1.77)$$

Тоді

$$\frac{n_1}{n_{10}} = \frac{n_2}{n_{20}} \cdot \exp \left[-\frac{g}{R^* T} (\mu_1 - \mu_2) z \right]. \quad (1.78)$$

Якщо позначити відносну концентрацію цих газів через β , то з рівності (1.78) отримаємо

$$\beta = \beta_0 \exp \left[-\frac{g}{R^* T} (\mu_1 - \mu_2) z \right], \quad (1.79)$$

де $\beta_0 = \frac{n_{10}}{n_{20}}$ – відношення концентрацій цих двох газів у поверхні Землі.

Гравітаційно-дифузійний розділ газів можна охарактеризувати величиною

$$Q = \frac{\beta'}{\beta'_0} - \frac{\beta}{\beta_0}, \quad (1.80)$$

де β' і β'_0 – відношення концентрацій для перемішаної атмосфери. Оскільки у гомосфері вони однакові ($\beta' = \beta'_0$) то рівняння (1.80) набуває вигляду

$$Q = 1 - \frac{\beta}{\beta_0}. \quad (1.81)$$

Підставимо у (1.81) рівняння (1.79). Отримаємо

$$Q = 1 - \exp \left[-\frac{gz}{R^*T} (\mu_1 - \mu_2) \right]. \quad (1.82)$$

З формули (1.82) видно, що чим більше різниця між молекулярними масами газів, тим більш швидко зменшується показник експоненти і тим швидше Q наближається до одиниці, тобто тим у значній мірі відбувається гравітаційно-дифузний розділ газів. У табл. 1.2 наводяться результати розрахунків міри гравітаційно-дифузійного розділу деяких газів на різних висотах над рівнем початку розділу при повній відсутності перемішування.

Таблиця 1.2 – Гравітаційно-дифузний розділ газів при відсутності перемішування

z , км	Q , %			
	N_2/O_2	O/N_2	He/N_2	H_2/N_2
1	1	5,0	9,6	10,4
3	4,6	14,0	26,2	28,2
5	9,3	22,4	39,6	42,2
15	25,5	53,2	78,0	80,7
25	38,8	71,8	92,0	93,0
50	62,5	92,1	99,4	96,6

З табл. 1.2 видно, що при умові повної відсутності турбулентного перемішування на висоті 50 км вище рівня, де цей процес має місце, молекули азоту і кисню розділилися б майже на 63%, атоми кисню і молекули азоту – на 92%, а молекули гелію і водню розділилися б з молекулами азоту майже повністю. Звичайно у перехідній області, яка має досить значну протяжність, у котрій перемішування проявляється у незначній мірі, відсоткові зміни з висотою легких і важких газів будуть відбуватися повільніше, ніж це наведено у таблиці 1.2.

Треба зауважити, що окрім процесів дифузії й перемішування, розподілення газів з висотою залежить від фотохімічних процесів, які під впливом сонячної радіації відбуваються у верхній атмосфері. Але перед тим, як вивчати ці процеси, треба розглянути основні особливості сонячної радіації.

Контрольні запитання:

- 1 Перелічіть процеси, які визначають газовий склад верхньої атмосфери.*
- 2 При яких механізмах взаємодії частинок існують різні залежності ν від T ?*
- 3 Порівняйте швидкості більш важких молекул та молекул з меншими масами при однаковій температурі.*
- 4 Опишіть дифузію як процес, який визначає газовий склад верхньої атмосфери.*
- 5 Чому атмосфера на дуже значних висотах стає нерівноважною, і рівняння статистики у класичній формі не виконується?*
- 6 Який рівень верхньої атмосфери називається рівнем дисипації?*
- 7 У чому полягає відмінність умов перемішування, які складаються у верхній атмосфері?*
- 8 Від яких процесів, що відбуваються у верхній атмосфері, залежить розподілення газів з висотою?*

2 Сонце і сонячна активність

2.1 Основні фізичні характеристики Сонця

Сонце, з одного боку, є центральним тілом сонячної планетної системи, а з іншого, – це звичайна зірка в одній із спіральних гілок Галактики спектрального класу $G2$, до якого відносяться жовті зірки з температурою поверхні близько 6000 К.

Середня відстань між Землею і Сонцем становить близько 149 600 000 км. Протягом року ця відстань завдяки еліптичності орбіти Землі змінюється на $4,8 \cdot 10^6$ км.

За формою Сонце являє собою кулю. Середня кутова величина діаметра Сонця по відношенню до центра Землі становить $31'59''$. Лінійний радіус Сонця дорівнює 696 000 км. У Сонці сконцентровано майже 99,866% всієї маси сонячної системи. Його маса дорівнює $1,99 \cdot 10^{30}$ кг, а середня густина – $1,41 \cdot 10^3$ кг/м³, або 0,256 густини Землі.

Прискорення сили тяжіння на поверхні Сонця дорівнює $273,98 \text{ м/с}^2$, що приблизно у 28 разів більше прискорення сили тяжіння на поверхні Землі. Гравітаційна дія Сонця поширюється на відстань, яка у 100-150 тис. разів перебільшує середній радіус земної орбіти. У цій області всі небесні тіла гравітаційно пов'язані з Сонцем, за винятком тих тіл, які мають значні власні швидкості.

Сонце обертається навколо своєї осі у тому ж напрямку, що і Земля. Кут нахилу екваторіальної площини Сонця до площини екліптики дорівнює $7^\circ 15'$. Тому протягом року Земля проектується на диск Сонця на різні геліографічні широти у зоні від $-7^\circ 15'$ південної півкулі до $+7^\circ 15'$ північної півкулі. Екваторіальну площину Сонця Земля перетинає у червні і грудні, а у березні й вересні її проекція віддаляється на максимальну відстань від сонячного екватора.

Сонце обертається не як тверде тіло, його швидкість обертання залежить від геліографічної широти й висоти над поверхнею Сонця. Вона має максимальне значення біля екватора й зменшується зі збільшенням широти. Період обертання в залежності від широти на Сонці називають періодом синодичного обертання S . Він визначається приблизним співвідношенням

$$S \approx 26,90 + 5,2 \sin^2 \varphi \text{ діб.} \quad (2.1)$$

Синодичний період у 27 діб, який часто використовується геофізиками для зіставлення повторюваності різних земних явищ у залежності від сонячних, відповідає геліографічній широті $\varphi = 8^\circ$.

Окрім обертання навколо своєї осі, Сонце зі швидкістю 19,5 км/с поступально переміщується у напрямку, де на небесній сфері межують сузір'я Ліри й Геркулеса.

Розрізняють центральну частину Сонця і його атмосферу. Центральну частину через непрозорість сонячної атмосфери спостерігати неможливо. Найбільш детальні відомості про процеси і фізичні умови в атмосфері Сонця отримані за допомогою безпосередніх спостережень.

2.2 Сонячна атмосфера

За фізичними характеристиками сонячну атмосферу поділяють на три шари: фотосферу, хромосферу і сонячну корону. Схема розташування цих шарів й деякі їх фізичні характеристики показані на рис. 2.1. Під фотосферою зірки розуміють шар її атмосфери, який дає випромінювання у неперервному спектрі. Інші шари, які розташовуються вище, дають лінійчатий спектр

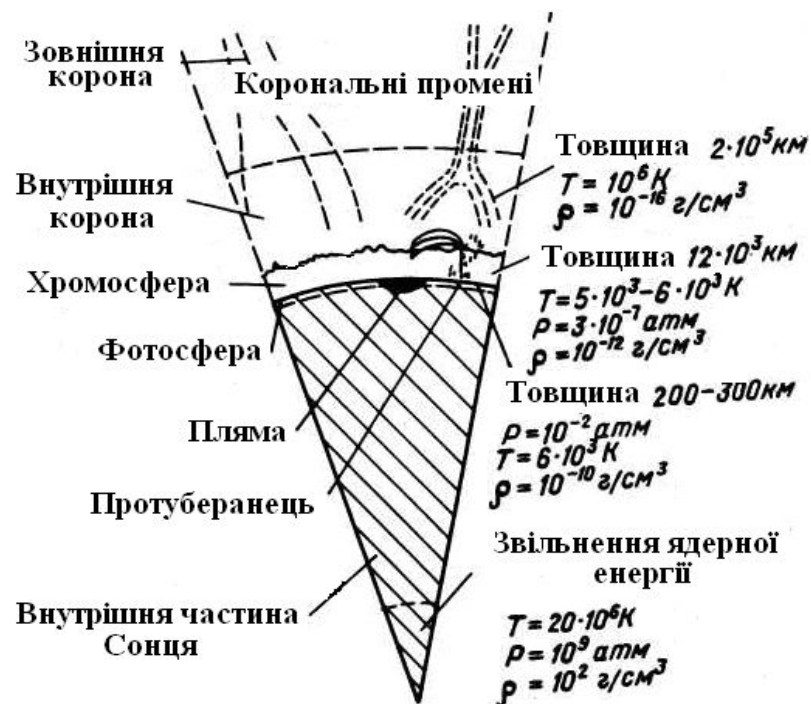


Рис. 2.1 – Будова Сонця і сонячної атмосфери

2.2.1 Фотосфера Сонця

Фотосфера Сонця самий нижній і найбільш густий шар атмосфери. Фотосфера є зовнішньою межею Сонця, яку ми спостерігаємо у вигляді дуже яскравого сонячного диска. Її товщина – від 200 до 400 км, температура – близько 6000 К.

Шар фотосфери практично випромінює всю ту світлову й теплову енергію, яку Сонце надсилає у космічний простір. Сонячна енергія утворюється у глибині центральної частини Сонця у результаті термоядерних реакцій при температурі $20 \cdot 10^6$ К. До зовнішніх частин Сонця увесь потік випромінювання передається шляхом багаторазових перевипромінювань у сонячному газі, який поступово охолоджується до 6000 К у шарі фотосфери. Лише у тонкому поверхневому шарі має місце конвективно - турбулентний процес передачі енергії, який відіграє менш суттєву роль, ніж випромінювання.

У середньому фотосфера перебуває у статичній рівновазі, але у цьому шарі сонячної атмосфери відбувається рух сонячного газу. Це створює зернисту поверхню, тобто вона складається із окремих зерен, розділених між собою більш темними проміжками. Ці зерна називають гранулами. Гранули вкривають близько 40% площини сонячного диска. Яскравість гранул складає 110-120% яскравості оточуючого фону, що відповідає збільшенню температури на 200 – 300 К. Лінійні розміри гранул у більшості розташовуються у границях 700-2000 км. Гранули виникають внаслідок конвекції й турбулентності, які, у свою чергу, утворюються під впливом різкого перепаду температур у підфотосферному шарі внутрішньої частини Сонця. Виходячи з лінійних розмірів гранул, можна вважати, що глибина конвективно-турбулентної зони становить близько 700 км.

2.2.2 Хромосфера

Над фотосферою розташовується шар атмосфери, який називається хромосферою, для якого є характерним лінійчатий спектр випромінювання з емісійними лініями нейтральних й одноразово іонізованих газів. За межу хромосфери приймають той рівень сонячної атмосфери, починаючи з якого неперервний спектр Сонця з лініями поглинання переходить у лінійчатий спектр випромінювання. Середня товщина хромосфери близько 12000 км.

У час повних сонячних затемнень хромосферу можна спостерігати як кільце рожевого кольору навколо диска Сонця. Рожевий колір

обумовлюється випромінюванням атомів водню, з яких у значній мірі й складається хромосфера.

Хромосфера поділяється на два шари. Нижній шар товщиною близько 5000 км називають нижньою хромосферою, а шар, що розташовується вище, де випромінювання в основному концентрується у численних яскравих виступах сонячного газу – у спікулах, називають верхньою хромосферою.

У будові хромосфери неоднорідним є розподіл густини сонячного газу з висотою й високий ступінь іонізації цього газу. Для того, щоб пояснити цей факт, необхідно припустити, що у хромосфері мають місце сильні турбулентні рухи, а температура сонячного газу збільшується з висотою до високих значень.

В основі хромосфери температура дорівнює 5000 К. Вище вона збільшується з висотою спочатку повільно, а потім дуже швидко і у верхній хромосфері досягає 50000 К.

Хромосфера є джерелом короткохвильового і радіовипромінювання Сонця. Вона не знаходиться у спокійному стані. В хромосфері можуть виникати збурення, в результаті яких відбувається збільшення інтенсивності випромінювання в окремих лініях спектра.

2.2.3 Корона

Зовнішнім й найбільш протяжним шаром сонячної атмосфери є сонячна корона. Вона має дуже низьку густину ($\rho = 10^{-13}$ кг/м³) й дуже високу температуру ($T = 1,5 \cdot 10^6$ К). Верхня межа корони не може бути точно встановлена. У часи сонячного затемнення корону можна спостерігати до відстаней у декілька сонячних радіусів. Густина корони значно змінюється з відстанню. На межі хромосфери вона у середньому дорівнює 10^9 частинок/см³, на відстані трьох сонячних радіусів – у границях $(4 \div 8) \cdot 10^5$ частинок/см³ і на відстані однієї а.о. від Сонця – біля 10^2 частинок/см³ (а.о. – астрономічна одиниця, 1 а.о. = $1,49598 \cdot 10^{11}$ м).

Сонячну корону при відсутності сонячного затемнення ми не бачимо тому, що при спостереженнях з Землі сонячне світло розсіюється атмосферними газами і аерозолем. У результаті цього навколо Сонця утворюється ореол, який за яскравістю у 5000-10000 разів перевершує яскравість сонячної корони.

Сонячна корона є потужним джерелом ультрафіолетового, рентгенівського і радіовипромінювання. Це свідчить про дуже високу температуру корони, яка досягає $(1,0 \div 1,5) \cdot 10^6$ К. Спостереження

показали, що у температурному відношенні корона неоднорідна. У неї мають місце «холодні» й «гарячі» області (корональні конденсації), температура у яких може коливатися від $0,6 \cdot 10^6$ до $3,6 \cdot 10^6$ К.

Найбільш ймовірною причиною нагрівання корони є акустичні й магнітоакустичні хвилі, що поширюються із фотосфери. Вони виникають у результаті конвекції у фотосферному шарі і проходять через хромосферу, майже не розсіюючись. У сонячній короні при низькій густині речовини відбувається перехід цих хвиль в ударні хвилі, енергія яких швидко дисипує й переходить у тепло. Оскільки охолодження корони у результаті випромінювання й теплопровідності порівняно невелике, то для джерела нагрівання не потрібно мати велику потужність.

2.3 Фізичні явища, які утворюються на Сонці

Сонце не є стаціонарним утворенням. Під дією термоядерних реакцій, які відбуваються в його центральній частині, воно неперервно змінюється. У результаті цього як усередині Сонця, так і у його атмосфері відбуваються процеси, прояви яких спостерігаються у вигляді цілого ряду фізичних явищ. До них відносяться сонячні плями, факели і флокули, протуберанці і волокна, сонячні спалахи і коронарні конденсації. Розглянемо основні особливості цих явищ.

2.3.1 Сонячні плями

Сонячні плями – це відносно темні утворення на поверхні Сонця, які мають такий вигляд тільки за контрастом з оточуючою їх більш яскравою фотосферою. За фотометричними вимірюваннями яскравість у середині великої плями, розташованої у центрі сонячного диска, складає 0,42 від яскравості незбуреного фону фотосфери. Типова сонячна пляма має розміри декількох десятків тисяч кілометрів і складається з темної центральної частини – тіні (ядра) і волокнистої півтіні. Найважливіша особливість плям – наявність в них сильних магнітних полів. Магнітне поле пригнічує конвективні рухи газу, що переносять енергію з глибини сонячної атмосфери вгору. Внаслідок цього в області плями температура виявляється меншою приблизно на $1500-2000^\circ$.

Сонячні плями частіше зустрічаються групами, рідко – одиночними. Групи плям об'єднують до декількох десятків плям різних розмірів. Як правило, у групі спостерігається дві найбільш великі плями, які

розташовуються по краях групи. Одна, найбільша – на заході, а інша, трохи менша – на сході.

Багаторічні спостереження показали, що плямоутворююча діяльність Сонця має у середньому 11-річний період з одним максимумом і одним мінімумом кількості плям. Цей період отримав назву 11-річного сонячного циклу активності.

Критерієм потужності групи сонячних плям вважають їх площу (S), яку вони займають на поверхні Сонця. Ця площа вимірюється у мільйонних частках півсфери (м.ч.п.) або у мільйонних частках диска (м.ч.д.). Чим більша площа групи, тим більш рідко вона зустрічається.

У табл. 2.1 наводиться розподіл груп сонячних плям за площею.

Таблиця 2.1 – Розподіл сонячних плям за площею

Середня площа у час проходження по диску (м.ч.п.)	Відносна кількість груп (у % до загальної кількості)
1 – 250	85,60
250 – 500	9,20
500 – 750	3,00
750 – 1000	1,00
1000 – 1500	0,61
1500 – 2000	0,38
> 2000	0,23

Компактні групи з $S > 500$ м.ч.п. спостерігаються неозброєним оком. У періоди високої сонячної активності на диску Сонця можуть одночасно спостерігатися до чотирьох таких груп. Найбільша з них, що спостерігалася у 1947 р., мала $S_{\max} = 6132$ м.ч.п. У середньому 8 груп протягом кожного 11-річного сонячного циклу мали $S_{\max} > 1500$ м.ч.п.

Спостереження показують, що термін життя групи сонячних плям пов'язаний з максимальним значенням її площі за допомогою рівняння

$$T = 0,1 S_{\max}, \quad (2.2)$$

де T – термін життя, д;

$S_{\max}$ – максимальне значення площі, м.ч.п.

Отже, група з площею 400 м.ч.п. живе у середньому близько 40 діб, тобто протягом більше одного оберту Сонця. Дуже великі групи живуть 100 й більше діб.

Сонячні плями сконцентровані у кожній півсфері Сонця у відносно вузькому поясі ($\pm 35^\circ$) паралельно сонячному екватору. Середня широта сонячних плям залежить від фази сонячного циклу, причому вона найбільша на початку циклу і поступово зменшується наприкінці.

Як вже зазначалося, сонячні плями супроводжуються сильним магнітним полем. У найменших плям напруженість магнітного поля може бути близько $8 \cdot 10^3$ А/м, а у великих плям вона досягає $4 \cdot 10^5$ А/м. Поле послабляється від центра до краю плями. За магнітними властивостями групи плям поділяються на уніполярні, біполярні та складні.

Уніполярні групи складаються з одної або декількох плям, які мають однакову магнітну полярність. У *біполярній* групі головні плями мають протилежну магнітну полярність. Та пляма, яка відповідає виходу силових ліній магнітного поля з фотосфери, має північну полярність, а та, в області якої силові лінії входять назад під фотосферу – південну. До *складних* груп відносять такі групи, у яких полярність магнітного поля окремих плям розподіляється так нерегулярно, що їх неможливо віднести до групи біполярних. До складних груп відносяться найбільші за розмірами й найактивніші групи.

Вважають, що магнітні поля плям виникають у глибоких шарах Сонця і через деякий час виносяться на поверхню світила, а потім занурюються знову у його глибини іонізованим газом. Магнітна полярність головних плям північної півсфери Сонця співпадає з полярністю хвостових плям південної півсфери. Така полярність зберігається протягом 11-річного сонячного циклу. У період мінімуму сонячної активності відбувається зміна полярності головних плям на обернену. Отже, магнітний період сонячних плям охоплює два сонячних цикли і його середня тривалість дорівнює 22 рокам.

Кількість сонячних плям й площа, яку вони займають на поверхні Сонця, безперервно змінюється. Для характеристики прямоутворюючої діяльності використовують відносне число сонячних плям, яке називають числом Вольфа (рис. 2.2). Воно розраховується за формулою

$$W = k(10g + f) \quad (2.3)$$

де g – кількість груп плям;

f – кількість плям;

k – коефіцієнт зведення до однорідного ряду.

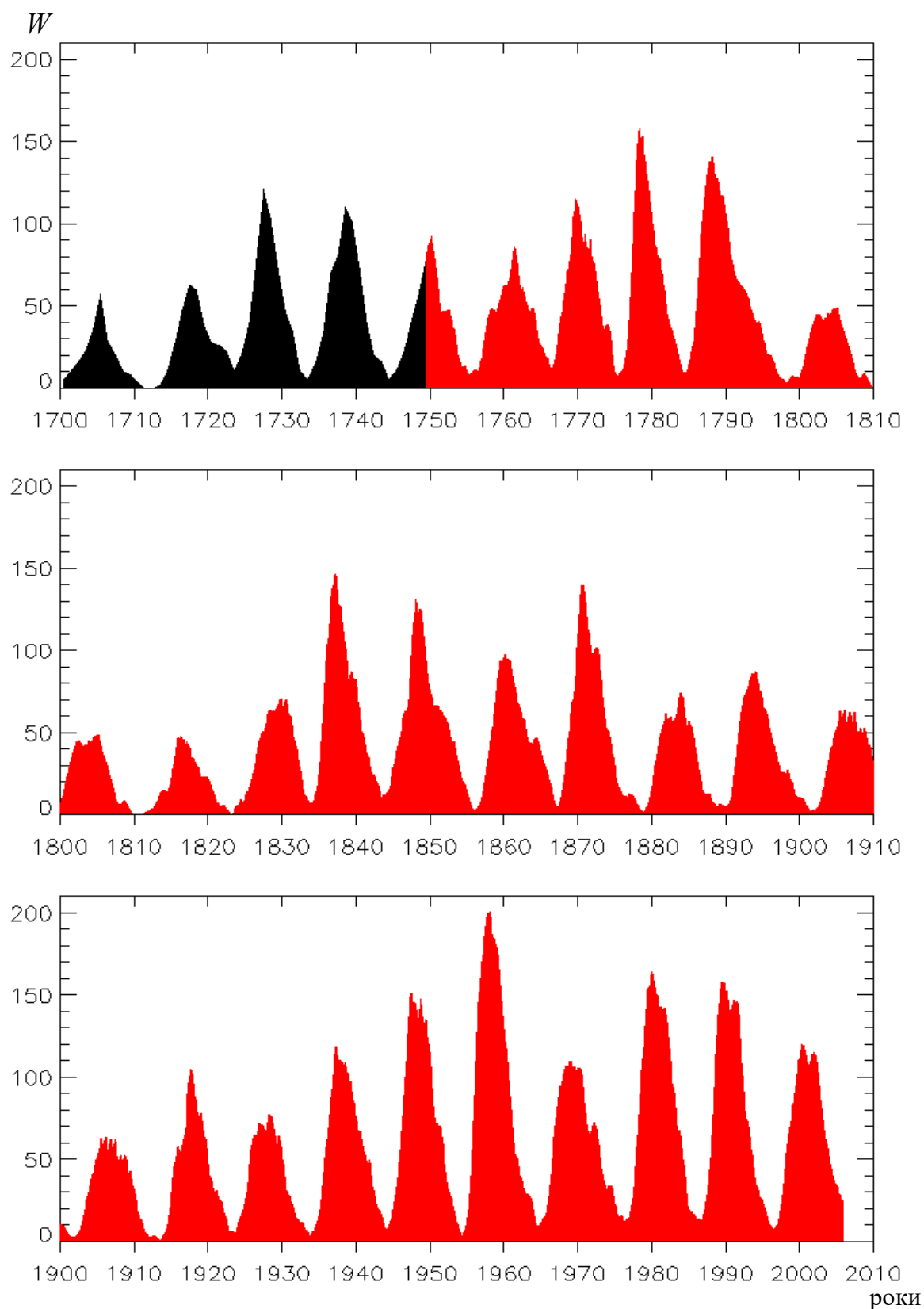


Рис. 2.2 - Середньомісячні значення чисел Вольфа (W)

Для характеристики загального ходу плямоутворюючої діяльності Сонця розраховують їх середньомісячні (рис. 2.2) й середньорічні значення.

2.3.2 Факели і флокули

Факелами називають більш яскраві ділянки фотосфери, які розташовуються поблизу від сонячних плям. Майже кожна група сонячних плям оточується факельними полями. Вони можуть з'являтися до виникнення плям і залишатися видимими після їх зникнення ще протягом декількох обертів Сонця. В факелах вивільнюється енергія, що пригнічується магнітним полем у плямах. Вважають, що факельні поля – це такі області, де завдяки турбулентності й конвекції з глибоких нижніх підфотосферних рівнів піднімаються уверх більш нагріті гази. Температура факелів на $100 - 300^{\circ}$ вище температури фотосфери.

Фотосферний факел, який безпосередньо переходить у хромосферний факел, має назву флокул. Температура флокула вище температури оточуючої хромосфери на всіх рівнях.

Середня інтенсивність факелів і флокулів, а також їх площа змінюються від мінімуму до максимуму у 11-річному циклі сонячної активності.

2.3.3 Протуберанці

Протуберанці – це газові утворення дуже різних форм, які спостерігаються у вигляді яскравих утворень (арок) на околиці сонячного диска у сонячній короні. У тих випадках, коли протуберанці проєктуються на диск Сонця, вони спостерігаються як витягнуті темні смуги неправильної будови і називаються волокнами. Отже, протуберанці й волокна є формами одного й того ж сонячного явища. Протуберанці – це потоки більш холодної речовини, що виникають усередині гарячої й розрідженої корони. Поява речовини, яка світиться на більш темному фоні корони, є результатом згущення корональної речовини під дією сил, що мають електромагнітний характер.

За характером руху всі протуберанці поділяють на дві категорії: спокійні й рухливі. Спокійні протуберанці – найбільш стійкі сонячні утворення, які не змінюючи суттєво зовнішньої форми, можуть існувати протягом декількох місяців. Рухливі протуберанці мають помітний загальний рух, іноді дуже швидкий, який супроводжується значною зміною їх структури.

Спокійні протуберанці мають у середньому розміри: довжину $2 \cdot 10^5$ км, товщину – 6600 км, висоту 42000 км. Ці величини можуть змінюватися у широких межах. У середині протуберанців спостерігаються хаотичні рухи зі швидкостями 5-10 км/с.

Рухливі протуберанці існують від декількох хвилин до декількох годин, а в окремих випадках до декількох діб. Швидкість руху речовини у таких протуберанцях від 100 до 300 км/с, а в окремих випадках – до 1000 км/с. Найбільш часто такі протуберанці досягають висоти $1,5 \cdot 10^5$ км, а іноді $1,5 \cdot 10^6$ км.

2.3.4 Корональні конденсації

Дослідження радіовипромінювання Сонця й спостереження корони показали, що усередині корони над збуреними областями фотосфери і хромосфери виникають згущення корональної речовини, які називаються корональними конденсаціями. Густина речовини у них порівняно з незбуреною короною збільшується у 10 разів, а температура може сягати $3,6 \cdot 10^6$ К. Структура корональних конденсацій та її зміни тісно пов'язані зі змінами магнітного поля фотосфери.

Корональні конденсації є джерелом інтенсивного рентгенівського випромінювання, яке приблизно у 70 разів перевищує випромінювання незбуреної корони. Вони також є областями підвищеної інтенсивності випромінювання Сонця у сантиметровому і дециметровому діапазонах.

2.3.5 Сонячні спалахи

До найбільш сильних проявів сонячної діяльності відноситься сонячний або хромосферний спалах. Це короткочасний процес вибухового характеру, який охоплює деяку область сонячної атмосфери. Він супроводжується інтенсивним рухом великих мас яскравого газу, раптовим посиленням корпускулярного випромінювання й випромінювань у оптичному, ультрафіолетовому і радіодіапазонах, генерацією жорстких рентгенівських та гамма-променів, а іноді також сонячних космічних променів.

Сонячні спалахи – це явище, яке часто спостерігається на Сонці. У період високої активності Сонця їх число досягає 300 за одне обертання Сонця. Найбільш часто спалахи з'являються у часи розвитку або розпаду сонячних плям. Інтенсивні випромінювання при сонячних спалахах чинять безпосередній вплив на характеристики іоносфери, магнітосфери і навколоземного космічного простору. Потоки сонячних космічних променів від сильних спалахів можуть призводити до зростання інтенсивності вторинного космічного випромінювання.

Майже всі сонячні спалахи виникають в околицях сонячних плям і ніколи не виходять за межі факельної області. Частіше вони з'являються у

магнітно-нейтральних областях груп плям складної полярності. Безпосередньо перед виникненням спалахів спостерігається збільшення градієнтів магнітного поля. Приблизне співвідношення між відносним числом сонячних плям (чисел Вольфа) і частотою появи сонячних спалахів має вигляд:

$$E \approx 0,061 W, \quad (2.4)$$

де E – середньодобове число сонячних спалахів.

Наприклад, у період максимуму сонячного циклу, коли $W = 150$ за добу, може відбутися у середньому близько 9 сонячних спалахів.

Електромагнітні і корпускулярні випромінювання сонячних спалахів створюють геофізичні ефекти в земній атмосфері і навколоземному просторі. Ультрафіолетове і рентгенівське випромінювання спричиняють одночасні ефекти, а корпускулярні потоки і сонячні космічні промені дають початок запізнілим ефектам.

До одночасних ефектів відносяться раптові іоносферні збурення: затухання коротких радіохвиль, раптові фазові аномалії радіохвиль, посилення атмосфериків. Всі ці збурення виникають лише на тій півсфері Землі, яка під час спалаху обернена до Сонця.

Запізнілі ефекти – це магнітні й іоносферні бурі, полярні сяйва, різкі збільшення температури й густини повітря у верхній атмосфері, явища у її радіаційних поясах, а також зміни циркуляції стратосфери.

2.4 Сонячна активність і центри активності

Сонячні явища, які розглядалися у попередньому розділі, не виникають ізольовано, а тісно зв'язані одне з одним і відбуваються у обмежених областях, які називають центрами активності або активними областями.

Типовий центр активності є утворенням, яке займає на поверхні Сонця велику площу і охоплює всі шари сонячної атмосфери. Розвиток такого центру починається з появи слабкого біполярного магнітного поля, потім виникають факели у фотосфері і флокули у хромосфері. При подальшому розвитку утворюється група плям, навколо якої виникають протуберанці, а усередині її – сонячні спалахи. У нижній частині корони утворюються корональні конденсації. Через деякий час виникає площа з інтенсивною магнітною областю факельних і флокульних полів. Після досягнення максимального розвитку центра активності інтенсивність всіх сонячних явищ починає знижуватися і вони поступово зникають. Магнітне поле, яке є з'єднуючою ланкою усіх явищ, зникає останнім.

Група сонячних плям є суттєвою частиною центру активності. Однак можуть бути центри активності, де візуально не спостерігається ніяких явищ, а існує лише магнітне поле. Такі центри називають М – областями.

На диску Сонця може спостерігатися декілька центрів активності. Вони виникають незалежно і тривалість їх життя може бути різною: деякі центри активності діють лише декілька тижнів, інші можуть існувати 100-200 діб і навіть триваліше. Кількість центрів активності залежить від відносного числа сонячних плям, від фази сонячного циклу. Вони можуть займати до 1/10 площини видимої півсфери Сонця.

Сонячна активність – це сукупність фізичних явищ, які відбуваються на Сонці. Оскільки вони виникають у центрах активності, то сонячна активність безпосередньо пов'язана з кількістю і інтенсивністю центрів активності на Сонці.

Сонячна активність, як і кількість сонячних плям, зазнає циклічних коливань із середнім періодом у 11 років. Цей період 11-річного сонячного циклу називають 11-річним періодом сонячної активності. Для кількісної характеристики рівня сонячної активності використовують різні індекси сонячної активності.

Найбільш часто використовуються числа Вольфа. Крім того, при вивченні впливу Сонця на процеси у верхній атмосфері у якості індексу сонячної активності використовують величину потоку сонячного радіовипромінювання на деякій довжині хвилі сантиметрового чи дециметрового діапазону. Як показали дослідження, форма кривої згладженого потоку радіовипромінювання на довжині хвилі 10,7 см (F) у великій мірі повторює форму кривої середньомісячних згладжених відносних чисел Вольфа (коефіцієнт кореляції 0,98). Кореляційний зв'язок між цими характеристиками визначається співвідношенням

$$F = 70,8 + 0,84 W, \quad (2.5)$$

де F – в одиницях 10^{-22} Вт/м² · Гц.

Отже, величина потоку радіовипромінювання Сонця на довжині хвилі 10,7 см може бути достовірним показником рівня сонячної активності.

Перевагою цих індексів сонячної активності є їх об'єктивність, простота і незалежність визначення від метеорологічних умов.

На визначених етапах свого розвитку центри активності Сонця можуть бути і геоактивними, тобто здібними спричиняти впливи на фізичний стан атмосфери Землі і навколоземного космічного простору. Це обумовлено тим, що центр активності у деякі періоди свого розвитку більш інтенсивно випромінює у космічний простір ультрафіолетову, рентгенівську і корпускулярну радіацію, а також радіохвилі і іноді космічні промені. Ці додаткові випромінювання спричиняють виникнення

цілого ряду суттєвих фізичних процесів у космічному просторі, у верхніх і навіть нижніх шарах атмосфери. Розглянемо основні характеристики короткохвильового й корпускулярного випромінювань Сонця.

2.5 Електромагнітне та корпускулярне випромінювання Сонця

Електромагнітне випромінювання Сонця охоплює широкий спектр довжин хвиль. Він поділяється на ряд інтервалів довжин хвиль λ (границі значення λ позначені в дужках). До них відносяться:

- а) гама-промені ($\lambda < 10^{-5}$ мкм)
- б) рентгенівські промені ($10^{-5} < \lambda < 10^{-2}$ мкм)
- в) ультрафіолетова радіація ($0,01 < \lambda < 0,39$ мкм)
- г) видима радіація ($0,39 < \lambda < 0,76$ мкм).

Остання у свою чергу поділяється на сім інтервалів (у мкм), кожен з яких відповідає відомому кольору

0,390-0,455	фіолетовий	0,575-0,585	жовтий
0,455-0,485	синій	0,585-0,620	оранжевий
0,485-0,505	блакитний	0,620-0,760	червоний
0,505-0,575	зелений		

- д) інфрачервона радіація ($0,76 < \lambda < 3000$ мкм)
- е) радіохвилі ($\lambda > 0,3$ см).

Виділяють ближній (до видимої частини спектра) ультрафіолет ($0,29 - 0,39$ мкм) і ближню інфрачервону частину спектра ($0,76 - 2,4$ мкм).

Хоча спектр електромагнітного випромінювання Сонця простягається від гама-променів до радіохвиль, 99% всієї енергії випромінювання припадає на діапазон від 0,276 до 4,960 мкм і 99,9% – на діапазон від 0,217 до 10,940 мкм. Іншими словами, вся енергія, за винятком 0,1%, що надходить на верхню межу земної атмосфери, припадає на ультрафіолетову, видиму та інфрачервону частину спектра електромагнітного випромінювання Сонця.

Випромінювальна здатність Сонця близька до випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла тільки у ближній інфрачервоній, видимій та ближній ультрафіолетовій частині спектра.

У діапазоні 0,29-0,21 мкм випромінювання Сонця зменшується з довжиною хвилі швидше, ніж у абсолютно чорного тіла. Однак при подальшому зменшенні довжини хвилі інтенсивність сонячного випромінювання зменшується вже повільніше, близько $\lambda \approx 0,1$ мкм воно у 2-3 рази більше ніж у абсолютно чорного тіла.

У періоди сонячної активності інтенсивність сонячної радіації може на дуже коротких хвилях різко змінюватись. Для області спектра $\lambda < 0,13$ мкм спостерігаються довгоперіодні зміни потоку, котрі пов'язані з циклом сонячної активності і короткоперіодними варіаціями, що обумовлені сонячними спалахами.

У часи сонячних спалахів відбуваються різкі зміни інтенсивності рентгенівського випромінювання. За випромінюваннями на ШСЗ при сонячному спалаху відбувалися посилення потоку у декілька разів за 10-20 хвилин.

У таблиці 2.2 наведено дані про середню інтенсивність рентгенівського випромінювання на верхній межі атмосфери при «спокійному» Сонці і при сонячних спалахах

Таблиця 2.2 – Інтенсивність рентгенівського випромінювання на верхній межі атмосфери (у 10^{-3} Вт $\cdot$ м $^{-2}$)

Інтервал спектру, мкм	Інтенсивність	
	«спокійне» Сонце	спалахи
0,020 – 0,0144	0,1 – 1,0	9,0
0,0105 – 0,0060	$\sim 0,35$	–
0,0060 – 0,0044	0,02 – 0,17	1,7
0,0020 – 0,0008	$4 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-2}$	$>0,9$
$<0,0008$	$\sim 10^{-3}$	$>0,2$

У часи сонячних спалахів відбувається зміщення межі рентгенівського випромінювання у короткохвильову частину і значне посилення жорсткого рентгенівського випромінювання.

Розрахунки вказують, що потоку короткохвильового випромінювання Сонця достатньо для забезпечення фотохімічних й іонізаційних процесів в атмосфері Землі. Варіації потоку у результаті зміни сонячної активності можуть призводити до суттєвих змін електричних властивостей іоносфери і теплового режиму всієї верхньої атмосфери.

Інтенсивність сонячної радіації на верхній межі земної атмосфери характеризується сонячною сталою. Сонячна стала - кількість сонячної радіації, яка надходить на верхню межу атмосфери за одиницю часу до одиничної поверхні, перпендикулярної до сонячних променів, при середній відстані між Сонцем і Землею. Ця середня відстань дорівнює

$149,5 \cdot 10^6$ км, у той час, коли найбільша відстань (Земля в афелії своєї орбіти) – $152 \cdot 10^6$ км, а найменша (перигелій орбіти Землі) – $147 \cdot 10^6$ км.

Вимірювання сонячної сталої були проведені за допомогою ШСЗ. За даними найбільш ймовірні значення сонячної сталої знаходяться в інтервалі $1,368 \div 1,377$ кВт $\cdot$ м⁻². При цьому будь-які регулярності змін за часом значень сонячної сталої відсутні.

За рекомендацією Міжнародної комісії з радіації стандартним значенням сонячної сталої визначено

$$I_0^* = 1,37 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}.$$

Існують думки, що сонячна стала зазнає коливань під впливом сонячної активності. Це означає, що вона повинна бути пов'язана з числами Вольфа. За дослідженнями К.Я. Кондратьєва і Г.А. Нікольського, найбільші значення сонячної сталої спостерігаються при $80 < W < 100$. При інших числах Вольфа сонячна стала зменшується. Найбільші відхилення сонячної сталої дорівнюють 2%.

Сонце випромінює не тільки потоки електромагнітних хвиль, але є також джерелом різних частинок – корпускул, які випромінюються у міжпланетний простір. Через деякий час частина цих корпускул може досягати земної поверхні. За своїм складом це протони, α -частинки, іони гелію, ядра більш важких елементів, а також електрони. У залежності від енергії корпускулярні частинки, що випромінюються Сонцем, підрозділяються за енергією E на сонячні космічні промені і сонячне корпускулярне випромінювання.

Сонячні космічні промені є спорадичною компонентою у корпускулярному випромінюванні Сонця.

Розрізняють три основних типи сонячного корпускулярного випромінювання:

тип А – безперервний витік газів із всієї незбуреної поверхні Сонця (сонячний вітер);

тип Б – квазістаціонарний витік газів із центрів активності;

тип В – нестаціонарні потоки газів із областей сонячних спалахів.

Сонячний вітер реєструвався багатьма ШСЗ. Швидкість спокійного сонячного вітру поблизу від орбіти Землі становить 300-350 км/с і має напрямок майже точно від Сонця. Концентрація протонів у ньому близько 5 см^{-3} , вміст α -частинок – близько 5%, а іонів гелію – біля 0,1% від кількості протонів. Параметри вітру сильно змінюються у залежності від активності Сонця: швидкості – від 300 до 850 км/с, напрямок $\pm 15^\circ$ від середнього, вміст α -частинок – до 20%.

Сонячний вітер виникає на всіх широтах Сонця і тому опромінювання ним земної атмосфери в основному рівномірне і безперервне. Але, взаємодіючи з магнітним полем Землі, він може проникати у більш глибокі шари атмосфери лише у полярних районах, де і призводить магнітні збурення. Викиди сонячного газу із центрів активності (тип Б) відбуваються на всіх стадіях їх розвитку. Такий квазістаціонарний корпускулярний потік опромінює Землю. Схема опромінювання Землі таким корпускулярним потоком наведено на рис. 2.3 а

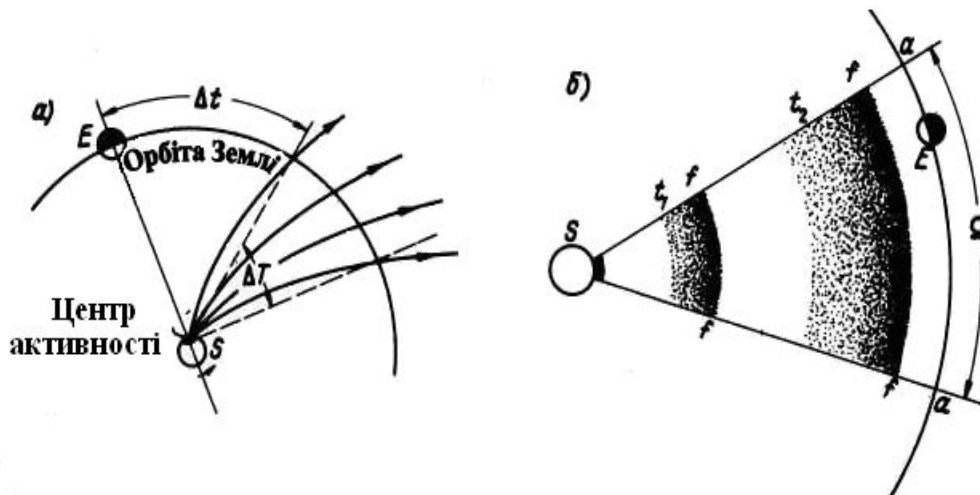


Рис. 2.3 – Схематичне зображення опромінювання Землі корпускулярним потоком

Після проходження центру активності через центральний меридіан Сонця проходить деякий час Δt раніше, ніж корпускулярний потік досягне орбіти Землі і приведе до геомагнітного збурення. Величина Δt одночасно характеризує час запізнення геомагнітного збурення і вигиб переднього фронту квазістаціонарного корпускулярного потоку у міжпланетному просторі. В середньому час $\Delta t \approx 3 \dots 5$ днів, що відповідає радіальній швидкості потоку у декілька сотень кілометрів у секунду. Геомагнітне збурення буде повторюватися стільки разів, скільки обертів Сонця буде існувати центр активності. Такі геомагнітні збурення, які повторюються з періодом 27 діб, називають рекурентними геомагнітними збуреннями.

Величина ΔT характеризує ширину корпускулярного потоку уздовж земної орбіти, а також тривалість геомагнітного збурення, яка у середньому становить 5-6 діб.

Нестаціонарні корпускулярні потоки (тип В) виникають у зонах сонячних спалахів. Швидкість й густина потоку залежить від інтенсивності спалаху. При спалахах балів 3 і 3+ швидкість потоку може досягати 1500 км/с й більше, а густина $10^4 - 10^6$ частинок у см^3 . Частинки у такому потоці рухаються широким фронтом усередині тілесного кута Ω і

порівняно легко переборюють опір зі сторони сонячної корони і міжпланетного середовища (рис. 2.3 б). Такі потоки призводять до великих спорадичних геомагнітних бур з раптовим початком. Середній термін життя сонячного спалаху близько 1 години, тривалість спричиненої ним великої магнітної бурі може досягати 24-36 годин. Це свідчить про те, що «товщина» потоку газів, викинутих із Сонця, збільшується з часом через наявність дисперсії у значеннях швидкості частинок. Частинки сонячних корпускулярних потоків у результаті пружних і не пружних зіткнень з атомами і молекулами атмосфери можуть передавати суттєву кількість енергії верхній атмосфері Землі. При взаємодії корпускулярного потоку з магнітосферою Землі можуть виникати геомагнітні або ударні хвилі, енергія яких при дисипації також витрачається на нагрівання верхньої атмосфери.

Треба мати на увазі, що інтенсивність опромінювання земної атмосфери сонячним корпускулярним випромінюванням, окрім інших факторів, залежить і від сезону року, і від взаємного розташування Землі і Сонця у просторі. Тому активність майже всіх геофізичних явищ, пов'язаних з корпускулярним випромінюванням, на всіх стадіях сонячної активності також змінюється протягом року. Так активність геомагнітних та іоносферних бур, полярних сяїв у високих широтах, річний хід геомагнітного індексу, густина і температура верхньої атмосфери мають чітко виражені максимуми у березні-квітні, вересні-жовтні, а мінімуми – у червні-липні та грудні-січні. Зазначені явища пояснюються нахилом площини земної орбіти на $7,2^\circ$ до площини сонячного екватора.

Геліографічна широта Землі буває найбільшою на початку вересня і на початку березня. Оскільки корпускулярні потоки викидаються із центрів активності, розташованих найбільш часто на широтах від 5° до 25° й залишають сонячну поверхню у радіальному напрямку, то корпускули північного й південного поясів активності Сонця мають найбільш сприятливі умови для вторгнення у земну атмосферу у березні й вересні. Коли Земля перетинає площину сонячного екватора (липень і грудень), геоактивність Сонця буде найменшою.

2.6 Вплив сонячної активності на фізичний стан атмосфери Землі

Короткохвильове та корпускулярне випромінювання Сонця обумовлюють всі процеси, які відбуваються у верхній атмосфері Землі. Сонячна активність впливає на стан іоносфери, магнітного поля і радіаційних поясів Землі та на розігрівання верхньої атмосфери.

Верхня атмосфера Землі завдяки дії Сонця не є сферичним симетричним утворенням. Вона має здуття у напрямку на Сонце. Завдяки обертанню Землі точка з максимальним здуттям атмосфери розташовується за широтним кругом на схід від підсонячної точки приблизно на $23-30^\circ$. Завдяки такому розширенню атмосфери температура термопаузи на освітленій і тіневій сторонах Землі може розрізнятися приблизно на 300° або 30%. У 11-річному циклі сонячної активності температура на висоті 300 км може змінюватися приблизно у два рази: від 900 до 1900 К.

Запуски ШСЗ показали, що із сонячною активністю пов'язані суттєві зміни густини верхньої атмосфери, які мають 27-добову й 11-річну періодичності, а також різкі зміни, що відповідають за тривалість геомагнітних бур.

Особливо різкі зміни фізичних параметрів атмосфери Землі відбуваються у періоди, коли на Сонці спостерігаються потужні центри активності, у котрих виникають сонячні спалахи балів 2+ і 3+. Найбільш характерними геофізичними явищами у цих випадках є іоносферні й магнітні бурі, полярні сяйва, зміни в інтенсивності радіаційного поясу Землі й космічних променів у навколосезному просторі. Суттєві зміни відбуваються також у термодинамічних властивостях верхньої атмосфери – збільшується густина і температура. Під дією змінних геоактивних випромінювань більш інтенсивно відбуваються фотохімічні та іонізаційні процеси, які призводять до зміни нейтрального та іонного газового складу верхньої атмосфери.

Найбільш багатовидовий вплив Сонця на атмосферу Землі проявляється у періоди сонячних спалахів.

Схема геофізичних ефектів сонячних спалахів наведена на рис. 2.4

Зв'язок між сонячною активністю і проявами її в стратосфері й тропосфері не є прямим. Він завуальований додатковими факторами земного походження, у першу чергу адвекцією й вертикальними рухами повітря. Тому сонячна активність проявляється в нижній атмосфері головним чином через механізм атмосферної циркуляції.

Якщо геомагнітні й іоносферні збурення, які спричиняються сонячною активністю, мають планетарний характер, то збурення у термобаричному полі стратосфери і тропосфери географічно локалізовані й залежать від фізико-географічних й циркуляційних умов даного регіону. Тому тропосферні збурення в одному географічному районі можуть мати з сонячною активністю прямий кореляційний зв'язок, а в іншому районі – протилежний.

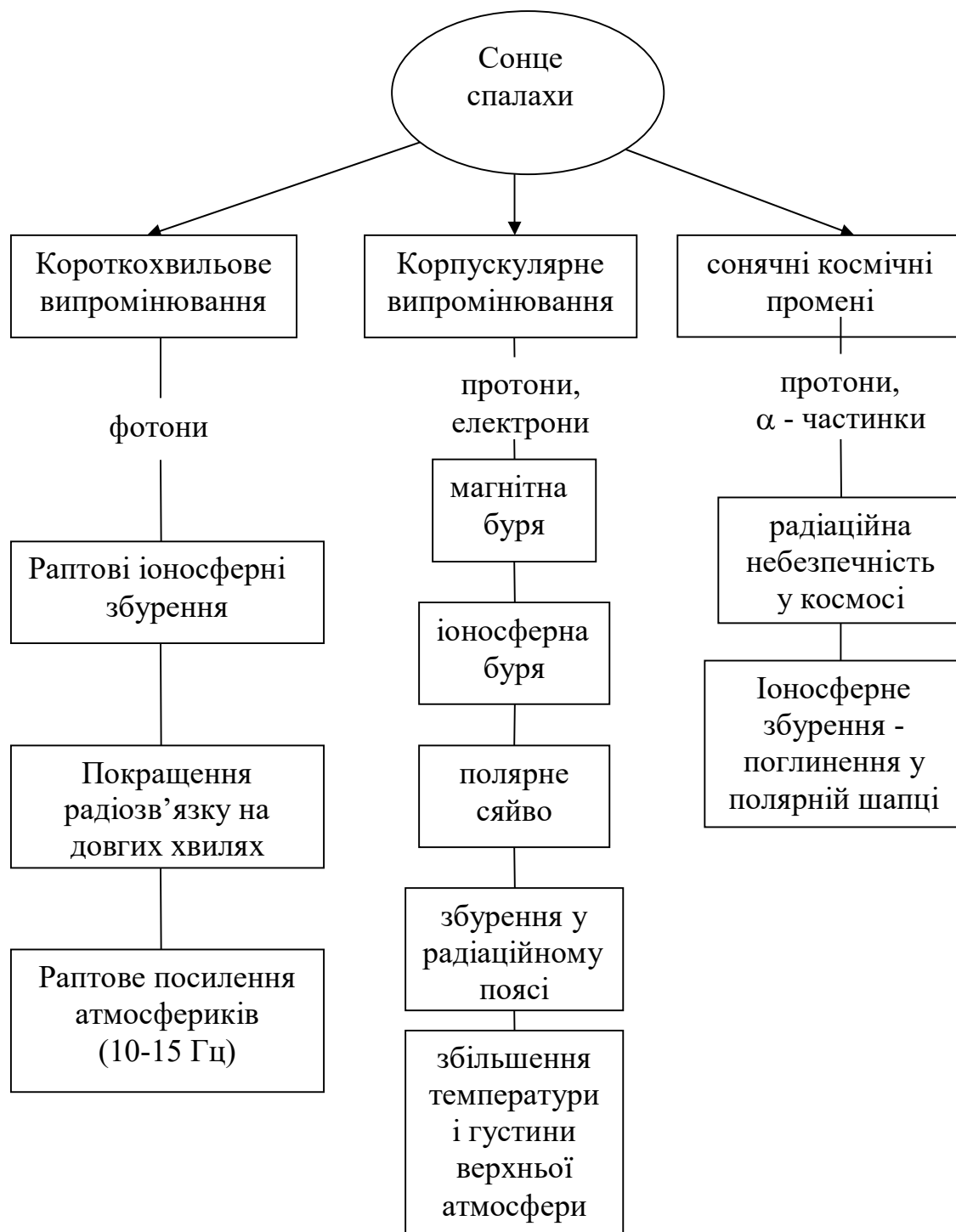


Рис. 2.4 – Схема геофізичних ефектів сонячного спалаху

У деяких роботах досліджені зміни атмосферного тиску у поверхні Землі й геопотенціальних висот основних ізобаричних поверхонь у північній півкулі під впливом сонячних корпускулярних потоків. Основні результати цих досліджень такі:

- вторгнення корпускулярних потоків у магнітосферу Землі супроводжується зміною тиску у тропосфері. Виявляється або деякий максимум, або мінімум атмосферного тиску;
- час запізнювання між першим днем геомагнітного збурення й екстремальною зміною тиску складає у середньому 3 дні з розкидом ± 1 день;
- розподілення знаків зміни тиску по поверхні Землі виявляє визначені закономірності і сильно залежить від сезону року. Якщо у якому-небудь районі у холодну половину року переважає антициклональний режим, а у теплу – циклональний, то вторгнення корпускулярних потоків спричиняє у цьому районі збільшення тиску взимку й зниження тиску влітку, тобто відбувається акцентуація баричного поля;
- амплітуда коливань атмосферного тиску максимальна у високих широтах і зменшується у напрямку до екватора;
- зміни тиску призводять до зміни атмосферної циркуляції, у основному до зміни зональної циркуляції на меридіональну.

Результати, що наведено вище, свідчать про реальність сонячно-тропосферних зв'язків, про вплив Сонця на макропогоду через коливання інтенсивності потоку корпускулярного випромінювання. Але ставити у повну залежність атмосферні процеси від сонячної активності невірно. Атмосфері притаманні й свої власні закономірності, які не залежать від позаземних факторів.

2.7 Поглинання сонячної радіації в атмосфері

2.7.1 Сонячна радіація на верхній межі атмосфери

Розглянемо кількість сонячної радіації, яка надходить на сферу радіуса r_0 , котрий дорівнює середній відстані від Землі до Сонця. Очевидно, що вона дорівнює $4\pi r_0^2 I_0^*$, де I_0^* – сонячна стала. Позначимо через I_0 кількість радіації, що надходить до одиничної площадки, перпендикулярної до сонячних променів і розташованої на відстані r від Сонця. Оскільки

$$4\pi r_0^2 I_0^* = 4\pi r^2 I_0,$$

то

$$I_0 = \frac{I_0^*}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \quad (2.6)$$

або, якщо позначити $\frac{r}{r_0} = R$,

$$I_0 = \frac{I_0^*}{R^2}. \quad (2.7)$$

Позначимо через $h_{\odot}$ кутову висоту Сонця над горизонтом. Тоді кількість сонячної радіації, яка надходить у одиницю часу на одиничну горизонтальну площадку, дорівнює

$$I = \frac{I_0^*}{R^2} \sinh_{\odot}. \quad (2.8)$$

Цю величину називають інсоляцією. Як видно з формули (2.8), інсоляція є функцією кутової висоти Сонця.

У свою чергу, кутова висота Сонця залежить від географічної широти φ , пори року, яка є функцією схилення Сонця δ , і часу доби. Йдеться про період, протягом якого Сонце знаходиться над горизонтом. Його позначимо через ψ . Ця залежність має такий вигляд:

$$\sinh_{\odot} = \sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos\psi. \quad (2.9)$$

Нагадаємо, що схилення δ – це кут між площиною екватора й напрямком на Сонце. Схилення змінюється від $23,5^\circ$ у день літнього сонцестояння (22 червня для північної півкулі) до $-23,5^\circ$ у день зимового сонцестояння (22 грудня). Часовий кут – це кут, який відраховується на захід від площини меридіану до площини, що проходить через Сонце та полюс світу. Він має такий зв'язок з часом t :

$$\psi = \frac{2\pi}{\Pi} t, \quad (2.10)$$

де $\Pi = 86400$ с – тривалість сонячної доби.

Якщо підставити рівняння (2.9) до рівняння (2.8), то отримаємо

$$I = \frac{I_0^*}{R^2} (\sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos\psi). \quad (2.11)$$

У практичних розрахунках найбільш часто використовуються добові кількості інсоляції. Їх можна отримати, проінтегрувавши рівняння (2.11) по

змінній t у границях від часу сходу Сонця – t_0 до часу заходу t_0 (за початок координат береться час істинного полудня). Величину t_0 можна знайти, виходячи із того, що у цей час кутова висота Сонця дорівнює нулю

$$\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \psi_0 = 0. \quad (2.12)$$

Із нього маємо

$$-tg \varphi tg \delta = \cos \frac{2\pi}{\Pi} t_0 \quad (2.13)$$

і

$$t_0 = \frac{\Pi}{2\pi} \arccos(-tg \varphi tg \delta). \quad (2.14)$$

За відомими властивостями обернених тригонометричних функцій рівність (2.14) можна записати так:

$$t_0 = \frac{\Pi}{2\pi} \left[\pi - \arccos(tg \varphi tg \delta) \right]. \quad (2.15)$$

Позначивши добову інсоляцію через Q після інтегрування рівняння (2.11) у зазначених вище границях, отримаємо

$$Q = \frac{2I_0^*}{R^2} \left[t_0 \sin \delta \sin \varphi + \frac{\Pi}{2\pi} \cos \delta \cos \varphi \sin \frac{2\pi}{\Pi} t_0 \right]. \quad (2.16)$$

Добові інсоляції змінюються протягом року на різних широтах по-різному. На рис. 2.5 відображається річний хід добової інсоляції на північних широтах 0° , 30° , 60° і на полюсі.

Видно, що з 23 вересня в полярні широти сонячна радіація не надходить, й річна амплітуда коливання дорівнює літньому максимуму. У дійсності період відсутності радіації у полярній зоні скорочується через атмосферну рефракцію. Зі зменшенням широти амплітуда річних коливань добової інсоляції зменшується, а найменшого значення вона досягає на екваторі.

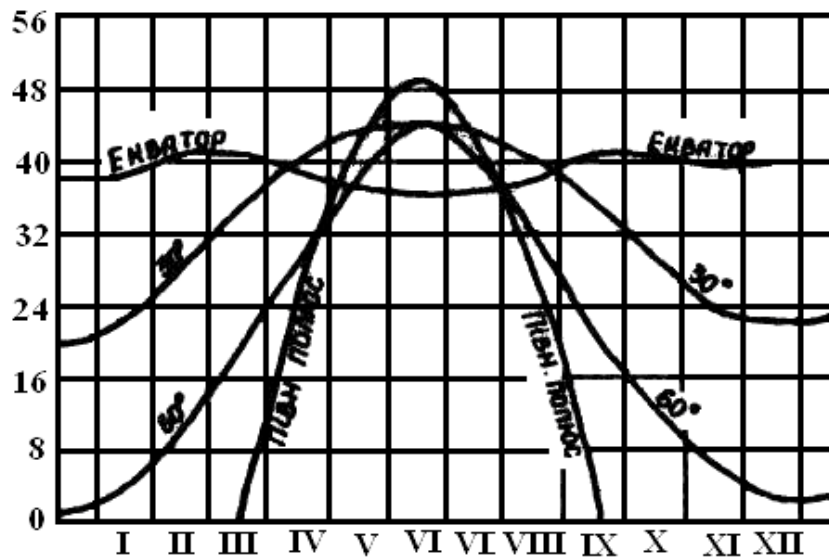


Рис. 2.4 – Річний хід добової інсоляції на різних широтах північної півкулі

Як відзначалося, відстань між Землею і Сонцем змінюється протягом року. Тому виявляється асиметрія у розподілі інсоляції по півкулях. Літня добова інсоляція у північній півкулі більша, ніж у південній, а зимова – менша. Проте у цілому за рік асиметрія у розподілі добової інсоляції згладжується і на однакових широтах обох півкуль на верхню межу атмосфери надходить однакова кількість сонячної радіації.

Сонячна радіація, проходячи крізь атмосферу Землі, послабляється. Особливості проходження сонячної радіації в атмосфері називають переносом її в атмосфері. Розглянемо цей процес у верхній атмосфері.

2.7.2 Рівняння переносу радіації. Закон Буге – Ламберта – Бера

При розгляданні інсоляції йшлося про інтегральну інтенсивність сонячної радіації. Але, вивчаючи проходження її крізь атмосферу, треба розглядати спектральну інтенсивність I_λ , тобто інтенсивність, яка припадає на вузький інтервал довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$.

Вузький світловий пучок, проходячи крізь середовище, при взаємодії з його речовиною поглинається. Позначимо зменшення інтенсивності радіації при проходженні шляху у середовищі dl через dI_λ . Ясно, що це послаблення пропорційне густині ρ речовини, інтенсивності радіації на верхній границі шару I_λ і товщині шару середовища, тобто

$$dI_\lambda = -\alpha_\lambda \rho I_\lambda dl. \quad (2.17)$$

Коефіцієнт пропорційності α_λ має назву масового показника послаблення. Він є мірою відносного послаблення інтенсивності радіації одиничною масою речовини.

У загальному випадку шар повітря сам випромінює радіацію. Але для короткохвильової сонячної радіації власним випромінюванням можна знехтувати. Крім того, у верхній атмосфері головним фізичним механізмом ослаблення сонячної радіації є її поглинання. Тому при ослабленні її у верхній атмосфері розсіюванням сонячної радіації також будемо нехтувати. За цими умовами коефіцієнт α_λ має сенс масового показника поглинання.

Нехай при $l = 0$ спектральна інтенсивність становить I_{λ_0} , а при $l = l_1$ дорівнює I_λ , тоді інтегруючи диференціальне рівняння (2.17) у цих границях, маємо

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} \exp \left[- \int_0^{l_1} \rho \alpha_\lambda dl \right]. \quad (2.18)$$

Масовий показник поглинання α_λ на відстані від $l = 0$ до $l = l_1$ значно не зміниться. Тому його можна винести із інтеграла. Будемо мати

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} \exp \left[- \alpha_\lambda \int_0^{l_1} \rho dl \right]. \quad (2.19)$$

Інтеграл

$$M = \int_0^{l_1} \rho dl \quad (2.20)$$

дорівнює масі нахилоного стовпа повітря одиничного перерізу з довжиною l_1 . Тому

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} e^{-\alpha_\lambda M}. \quad (2.21)$$

Рівняння (2.21) має назву закону Буге – Ламберта – Бера. З нього видно, що поглинання короткохвильової сонячної радіації залежить від спектрального масового показника поглинання, а останній визначається процесами взаємодії сонячної радіації з молекулами та атомами газів, які складають атмосферу. Розглянемо сутність цих процесів.

2.7.3 Формування ліній поглинання

Згідно із законом Кірхгофа поглинання і випромінювання – це взаємно обернені процеси. Тому, розглядаючи спектри поглинання сонячної радіації, будемо мати на увазі й спектри випромінювання.

Спектроскопічні дані високого розділення вказують, що спектри випромінювання газів складаються з великої кількості спектральних ліній. Пояснення цього факту дав у 1913 р. Н. Бор на основі дослідження спектра водню.

Бор постулював, що кругові орбіти електронів квантовані, тобто їх кутовий момент може мати значення, яке у ціле число разів більше, ніж деяке вихідне значення. Атоми водню знаходяться у певному стаціонарному стані, в якому вони не випромінюють. Випромінювання відбувається тільки тоді, коли атом переходить із стану з енергією E_{n_2} в стан з меншою енергією E_{n_1} . Отже,

$$E_{n_2} - E_{n_1} = h\tilde{\nu}, \quad (2.22)$$

де $h\tilde{\nu}$ – квант енергії, що виноситься фотоном, який випромінюється при орбітальному переході;

h – стала Планка;

$\tilde{\nu}$ – частота, пов'язана з довжиною хвилі λ співвідношенням

$\tilde{\nu} = \frac{c}{\lambda}$, у якому c – швидкість світла у вакуумі.

Стан атома із мінімальною енергією називають основним. Коли електрон, що обертається навколо ядра атома, поглинає енергію й переходить на орбіту з більшим енергетичним рівнем, атом стає збудженим. Тільки із цього стану може відбутися раптовий перехід в стан із меншою енергією, при цьому випромінюється частка енергії у вигляді фотона.

Бор постулював, що кутовий момент L може приймати тільки дискретні значення і дорівнює

$$L = \frac{h}{2\pi} n, \quad n = 1, 2, 3... \quad (2.23)$$

Використовуючи це правило та виходячи з рівняння руху електрона, він показав, що повна енергія атома дорівнює

$$E = -\frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (2.24)$$

де m_e – маса електрона;

e – його заряд;

n – квантове число.

Позначимо через n_1 і n_2 цілі величини, які характеризують нижній та верхній енергетичні стани. Тоді енергія цих станів дорівнює відповідно

$$E_{n_1} = -\frac{2\pi^2 m_e \cdot e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n_1^2}, \quad (2.25)$$

$$E_{n_2} = -\frac{2\pi^2 m_e \cdot e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n_2^2}. \quad (2.26)$$

Із формули (2.22), (2.25) і (2.26) можна знайти частоту лінії поглинання у спектрі водню.

Очевидно вона дорівнює

$$\tilde{\nu} = \frac{2\pi^2 m_e \cdot e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_2} \right). \quad (2.27)$$

Можливі електронні переходи для водню та відповідні серії ліній поглинання зображені на рис. 2.6 На ньому показані квантові числа, які характеризують енергетичні рівні, енергія для яких виражається в електронвольтах ($1 \text{ eV} = 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). Між рівняннями $n = 6$ і $n = \infty$ знаходиться нескінченне число рівнів.



Рис. 2.6 – Схема енергетичних рівнів атома водню

Кожний квантовий стрибок поміж фіксованими енергетичними рівнями призводить до випромінювання або поглинання квантів характерної частоти (або довжини хвилі). Ці кванти у спектрі проявляються як лінії випромінювання. Такий спектр називається монохроматичним.

Монохроматичне випромінювання ніколи не спостерігається в атмосфері, тому що енергетичні рівні, з яких і на які відбуваються переходи, під дією зовнішніх впливів на атоми і молекули та втрат енергії за рахунок самого випромінювання, виявляються дещо розмитими. Це призводить до того, що замість спектральних ліній спостерігаються спектральні смуги. Цей процес носить назву розширення спектральних ліній.

Розширення спектральних ліній обумовлено такими факторами:

- втратою енергії при випромінюванні;
- збуренням завдяки зіткненням між поглинаючими молекулами та між поглинаючими й непоглинаючими молекулами;
- ефектом Доплера, що виникає внаслідок різниць між швидкостями теплових рухів атомів і молекул.

Розширення ліній при втратах енергії на випромінювання (природне розширення) практично нехтовно мале порівняно з тими, які виникають за рахунок зіткнень (розширення тиском) та ефекту Доплера (доплерівське розширення).

2.7.4 Розширення тиском

Розширення тиском полягає у такому. Під дією прикладеного електричного поля $\vec{E}$, яке утворює падаюче випромінювання, в атомі чи молекулі відбувається дипольний розподіл напруженості. Внаслідок цього виникають електричні диполі. Добуток відстані, яка розділяє додатні та від'ємні заряди, на їх значення називається дипольним моментом. Якщо дипольний момент розділити на об'єм, то отриману величину називають поляризацією $\vec{p}$. Вектор поляризації для N диполів дорівнює

$$\vec{p} = N\beta \vec{E}, \quad (2.28)$$

де β – коефіцієнт поляризації.

З коефіцієнтом поляризації рівнянням

$$m^2 - 1 = 4\pi N\beta \quad (2.29)$$

зв'язаний безрозмірний коефіцієнт заломлення m .

З іншого боку, за означенням вектора поляризації маємо

$$\vec{p} = N e \vec{r}, \quad (2.30)$$

де e – заряд електрона;
 $\vec{r}$ – радіус – вектор відстані.

Якщо об'єднати (2.28) і (2.30), то будемо мати:

$$\beta \vec{E} = e \vec{r}. \quad (2.31)$$

На електрон крім електричного поля чинить вплив і магнітне поле. Сила сумісного впливу цих полів на електрон визначається рівнянням Лоренца

$$\vec{F} = e \left[E + \frac{\mu}{c} \vec{v} \times \vec{H} \right], \quad (2.32)$$

де $\vec{v}$ – швидкість електрона;
 $\vec{H}$ – магнітне поле;
 c – швидкість світла;
 μ – проникність повітря.

Швидкість електрона порівняно зі швидкістю світла дуже мала. Тому можна знехтувати силою, обумовленою дією магнітного поля. Отже, сила, що діє на електрон, обумовлена такими факторами:

- а) прискорення електрона;
- б) силою гальмування, яка виникає при випромінюванні електромагнітної енергії електронами, що коливаються, і яка пропорційна швидкості електронів;
- в) прискорюючою силою коливань, яка пропорційна відстані r .

Враховуючи перелічені фактори та рівняння (2.32), на основі другого закону Ньютона для одиниці маси електрона маємо:

$$\frac{\vec{F}}{m_e} = \frac{e\vec{E}}{m_e} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} + \gamma \frac{d\vec{r}}{dt} + \xi \vec{r}, \quad (2.33)$$

де $\gamma = 4\pi a$ – коефіцієнт гальмування;
 $\xi = 4\pi^2 \tilde{\nu}_0$ – коефіцієнт прискорення;
 $\tilde{\nu}_0$ – частота ідеальної лінії випромінювання.

Ураховуючи значення цих коефіцієнтів, диференціальне рівняння (2.33) перепишемо у скалярній формі таким чином:

$$\frac{d^2r}{dt^2} + 4\pi a \frac{dr}{dt} + 4\pi^2 \tilde{\nu}_0^2 r = \frac{eE}{m_e}. \quad (2.34)$$

Розв'язок цього однорідного диференціального рівняння другого порядку відповідає рівнянню:

$$r = r_0 \exp[-i2\pi\tilde{\nu}t], \quad (2.35)$$

де i – уявна одиниця.

Із нього маємо:

$$\frac{dr}{dt} = r_0 \exp[-i 2\pi \tilde{\nu} t] (-i 2\pi \tilde{\nu}) = -i 2\pi \tilde{\nu} r, \quad (2.36)$$

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = r_0 \exp[-i 2\pi \tilde{\nu} t] (-i 2\pi \tilde{\nu})^2 = -4\pi^2 \tilde{\nu}^2 r. \quad (2.37)$$

Підставимо тепер рівняння (2.36) і (2.37) у ліву частину рівняння (2.34). Отримуємо:

$$4\pi^2 [\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2 - i 2a\tilde{\nu}] r = \frac{eE}{m_e}. \quad (2.38)$$

Із формули (2.31) маємо

$$\beta = \frac{er}{E}. \quad (2.39)$$

Підставимо тепер у (2.39) замість r його значення із (2.38). Будемо мати

$$\beta = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2 - 2a\tilde{\nu} \cdot i} \cdot \frac{1}{4\pi^2}. \quad (2.40)$$

Якщо чисельник і знаменник цієї формули помножити на комплексно-спряжене число, то одержимо таке рівняння

$$\beta = \frac{e^2}{4\pi^2 m_e} \left[\frac{\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2}{(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2)^2 + 4\tilde{\nu}^2 a} + i \frac{2\tilde{\nu} a}{(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2)^2 + 4\tilde{\nu}^2 a} \right]. \quad (2.41)$$

Звертаючись тепер до формули (2.29), запишемо

$$\begin{aligned} m^2 - 1 &= \frac{Ne^2}{\pi m_e} \left[\frac{\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2}{(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2)^2 + 4\tilde{\nu}^2 a} + i \frac{2\tilde{\nu} a}{(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2)^2 + 4\tilde{\nu}^2 a} \right] = \\ &= \operatorname{Re}(m^2 - 1) + i \operatorname{Im}(m^2 - 1) \end{aligned} \quad (2.42)$$

Масовий показник поглинання радіації пов'язаний з уявною частиною рівняння (2.42) таким чином

$$\alpha_{\tilde{\nu}} = \frac{4\pi\tilde{\nu} \operatorname{Im}(m^2 - 1)}{c}. \quad (2.43)$$

Якщо підставити у рівність (2.43) $\operatorname{Im}(m^2 - 1)$ з (2.42), то одержимо

$$\alpha_{\tilde{\nu}} = \frac{8Ne^2\tilde{\nu}a}{\pi cm_e \left[(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2)^2 + 4\tilde{\nu}^2 a \right]}. \quad (2.44)$$

Біля резонансної частоти $\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2 = (\tilde{\nu}_0^2 + \tilde{\nu})(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}) = -2\tilde{\nu}_0(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)$.

Тому

$$\alpha_{\tilde{\nu}} = \frac{2Ne^2}{\pi cm_e} \frac{a}{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2 + a^2} = \frac{s}{\pi} \frac{a}{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2 + a^2}. \quad (2.45)$$

Величина

$$s = \frac{2Ne^2}{cm_e} \quad (2.46)$$

має сенс інтенсивності смуги, а величина a – напівширини смуги на рівні половини максимуму функції $\alpha_{\tilde{\nu}}$. Із рівняння (2.45) виходить, що масовий показник поглинання має максимум

$$\alpha_{\tilde{\nu} \max} = \frac{s}{\pi a} \quad (2.47)$$

при $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0$.

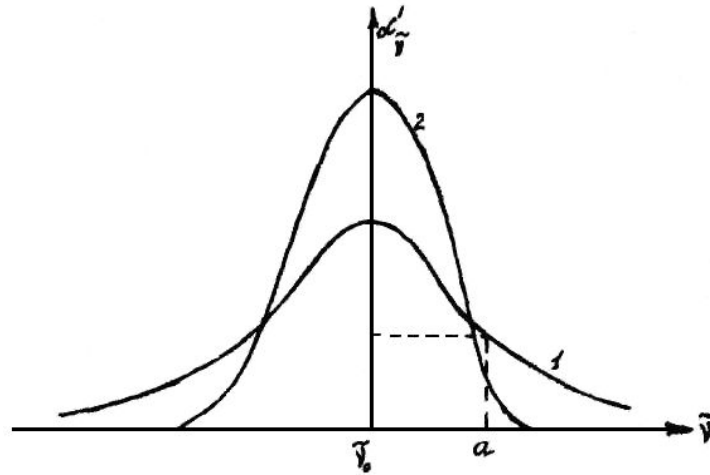


Рис. 2.7 – Лоренцівський (1) і доплерівський (2) контури при однаковій інтенсивності смуги

На рис. 2.7 зображено контур смуги поглинання за рахунок розширення тиском, який називають лоренцівським контуром. Напівширина контуру Лоренца залежить від атмосферного тиску p та температури T . Ця залежність має вигляд

$$a = a_0 \frac{p}{p_0} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}, \quad (2.48)$$

де a_0 – напівширина контуру при стандартних тиску p_0 і температурі T_0 .

Від температури залежить також і інтенсивність смуги поглинання, яка визначається також площею криволінійної трапеції

$$s = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_{\tilde{\nu}} d\tilde{\nu}. \quad (2.49)$$

Залежність інтенсивності від температури має таку форму:

$$s = s_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^m \exp \left[-\frac{E}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right], \quad (2.50)$$

де E – енергія нижнього енергетичного рівня,
 k – стала Больцмана,
 m – числовий показник, який залежить від поглинач. Наприклад, для

$$CO_2 \quad m=1; \text{ для } H_2O \quad m=\frac{3}{2}; \text{ для } O_3 \quad m=\frac{5}{2}.$$

s_0 – інтенсивність лінії при нормальних атмосферних умовах.

2.7.5 Доплерівське розширення

Припустимо, що молекула у деякому квантовому стані випромінює на частоті $\tilde{\nu}_0$.

Якщо ця молекула має складову швидкості v у напрямку від молекули до спостерігача або у протилежному напрямку і якщо $v \ll c$, де c – швидкість світла, то з точки зору спостерігача, що знаходиться у стані спокою, частота $\tilde{\nu}_0$ зміниться до частоти

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 (1 \pm v/c). \quad (2.51)$$

Нехай ймовірність того, що складова швидкості молекули розташовується між v і $v + dv$ дорівнює $p(v)dv$. Як розглядалось вище, згідно з кінетичною теорією газів, якщо поступальні рухи молекул відбуваються

при термодинамічній рівновазі, то ймовірність $p(v)$ описується розподілом Максвелла - Больцмана

$$p(v) = \frac{m^{1/2}}{(2\pi kT)^{1/2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right), \quad (2.52)$$

де m – маса молекули;

k – стала Больцмана;

T – абсолютна температура.

Оскільки доплерівське розширення відбувається за рахунок зміщення випромінюючих частинок, то нормований на інтенсивність s смуги масовий показник поглинання $\alpha_{\tilde{\nu}}$, залежність якого від частоти $\tilde{\nu}$ й являє собою контур смуги поглинання, можна виразити як добуток похідної частоти по швидкості на ймовірність швидкості випромінюючої молекули

$$\frac{\alpha_{\tilde{\nu}}}{s} = \frac{d\tilde{\nu}}{dv} p(v). \quad (2.53)$$

Підставимо у рівність (2.53) значення $p(v)$ із (2.52). Тоді, якщо знайти диференціал частоти $\tilde{\nu}$ на основі формули (2.51), будемо мати

$$\frac{\alpha_{\tilde{\nu}}}{s} = \frac{\tilde{\nu}_0 / c}{\sqrt{\pi} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}} \exp\left[-\frac{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2}{\left(\frac{\tilde{\nu}_0}{c}\right)^2 \frac{2kT}{m}}\right]. \quad (2.54)$$

Позначимо

$$a_d = \left(\frac{\tilde{\nu}_0}{c}\right) \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}. \quad (2.55)$$

Тоді отримаємо доплерівський контур смуги поглинання у вигляді:

$$\alpha_{\tilde{\nu}} = \frac{s}{a_d \sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0}{a_d}\right)^2\right]. \quad (2.56)$$

Величина a_d є мірою ширини доплерівської смуги поглинання.

Графічне зображення доплерівського контуру наведено на рис. 2.7. Оскільки показник поглинання для доплерівського розширення залежить

від $\exp\left[-(\tilde{\nu}-\tilde{\nu}_0)^2\right]$, інтенсивність смуги швидко зменшується з віддаленням від її центру, де інтенсивність має максимум

$$\alpha_{\tilde{\nu} \max} = \frac{s}{a_d \sqrt{\pi}} \quad (2.57)$$

Отже, інтенсивність доплерівської смуги поглинання має на крилах смуги значно меншу інтенсивність, ніж інтенсивність на крилах лоренцевого контуру. Звідси виходить, що коли відбулося повне насичення у центрі смуги, будь-яке додаткове поглинання буде відбуватися на крилах й буде обумовлене більше ефектом зіткнення, ніж доплерівським зміщенням частот.

2.7.6 Особливості поглинання сонячної радіації в атмосфері

До того, як перейти до обговорення поглинання сонячної радіації в ультрафіолетовому, видимому і інфрачервоному діапазонах сонячного спектру, зупинимося на шляхах накопичування енергії молекулою.

Всілякі частинки, які рухаються у просторі, володіють кінетичною енергією, яка називається енергією поступального руху. Як зазначалось у попередніх розділах, осереднена енергія поступального руху окремої молекули дорівнює $\frac{kT}{2}$, де k – стала Больцмана, а T – абсолютна

температура. Молекула, що складається із атомів, може обертатися навколо осі, яка проходить через центр мас. Енергію такого руху молекули називають обертальною енергією. В молекулах атоми пов'язані визначеними силами й можуть коливатися біля деякого положення рівноваги. Енергія таких коливальних рухів у молекулі називається коливальною енергією. Окрім обертальної і коливальної частин внутрішньої енергії молекул, існує ще одна її частина, яку називають електронною енергією. Вона обумовлена, як вже визначалось, переходами електронів атомів з одного енергетичного рівня на інші. Всі ці типи внутрішньої енергії молекул квантовані, тобто можуть приймати тільки визначені дискретні значення. Поглинання та випромінювання радіації має місце при переході атомів і молекул з одного енергетичного стану в інший. Атоми можуть мати лінійчаті спектри, обумовлені змінами енергії електронів. Молекули можуть мати й два інших типа енергій, проява яких приводить до виникнення дуже складних систем смуг у спектрі. Обертальні та коливальні ефекти характерні для складних молекул, які мають три й більше атомів. До таких молекул відносяться озон O_3 , вуглекислий газ CO_2 і водяна пара H_2O . Обидва останні гази мають

велике значення при поглинанні теплової інфрачервоної радіації. Сонячне випромінювання у верхній атмосфері поглинається, головним чином, молекулами газів O_2 , O_3 , N_2 й їх атомами O і N . Деяку роль у стратосфері відіграють H_2O і CO_2 .

Спектри поглинання молекулярного та атмосферного кисню, азоту, а також озону пов'язані з електронними переходами й розташовуються в ультрафіолетовому діапазоні сонячного спектра.

Ультрафіолетовий спектр поглинання атомарного (O) та молекулярного (O_2) кисню починається на довжині хвилі близько 0,26 мкм, простягається в область більш коротких хвиль й складається з декількох смуг.

а) Смоги Герцберга. Вони розташовані між 0,26 і 0,20 мкм, дуже слабкі й дають незначний внесок у поглинання сонячної радіації. Вони перекриваються у цій області спектра значно сильнішими смугами озону. Але смуги Герцберга мають важливе значення при утворенні озону.

б) Смоги Шумана – Рунге розташовуються між 0,20 і 0,125 мкм. Вони дають дуже сильне поглинання.

в) Декілька смуг між 0,125 і 0,100 мкм. Серед них особливе значення набуває лінія Лайман - альфа ($L\alpha$) на довжині хвилі 0,1216 мкм, яка має дуже велику інтенсивність.

г) Дуже сильні смуги поглинання O_2 розташовані в області спектра з довжинами хвиль менше 0,1 мкм. Вони називаються смугами Хопфілда.

д) Континуальний спектр поглинання атмосферного кисню в області 0,100-0,001 мкм.

Спектр поглинання молекулярного (N_2) і атомарного (N) азоту починається на довжині хвилі 0,145 мкм і також складається із декількох ділянок.

а) Область 0,145 – 0,100 мкм має назву смуг Лаймана-Берджа-Хопфілда. Вони складаються з вузьких смуг з різким обрисом.

б) Смоги поглинання між 0,100 і 0,08 мкм називаються смугами Танакі-Уорлі. Вони дуже складні й показник поглинання у них різко змінюється з довжиною хвилі.

в) В області довжин хвиль, менших ніж 0,08 мкм, спектр поглинання утворюється іонізаційним континуумом. Іонізація – це процес вилучення електрона з його орбіти. При цьому атом чи молекула можуть поглинати більше енергії, ніж необхідно для вилучення електрона. Ця додаткова енергія не квантована. Тому поглинання не вибіркове, а неперервне.

Поглинання сонячного ультрафіолетового випромінювання супроводжується фотохімічною дисоціацією частини молекул кисню та азоту. Відбувається також іонізація частини молекулярного та атомарного кисню та азоту. Формування іонізаційних шарів у верхній атмосфері пов'язано, головним чином, із таким процесом.

Один з основних компонентів верхньої атмосфери – молекулярний кисень – слабо поглинає радіацію в діапазоні 0,2-0,3 мкм. Випромінювання у цій області довжин хвиль сонячного спектра поглинається у верхній стратосфері й мезосфері озоном. Озон також має декілька смуг поглинання.

а) Дуже сильні смуги поглинання в діапазоні 0,2-0,3 мкм мають назву смуг Хартлі.

б) Менш інтенсивні смуги озону у діапазоні 0,30-0,36 мкм називаються смугами Хаггінса.

в) Слабкі смуги поглинання у видимій та близькій інфрачервоній ділянках спектра у діапазоні 0,44-1,18 мкм мають назву смуг Шаппюї. Дві слабкі смуги поглинання у червоній області сонячного спектра має і молекулярний кисень.

Смуги поглинання у близькій інфрачервоній області сонячного спектра пов'язані в основному з коливальними та обертальними переходами. Найбільш важливим поглинаючим компонентом у близькому інфрачервоному діапазоні є водяна пара. Вона поглинає сонячне випромінювання у коливально-обертальних смугах, центри яких приходяться на довжини хвиль 0,94; 1,10; 1,38 й 1,87 мкм. Окрім цього, водяна пара має смугу поглинання з центром 2,7 мкм, яка грає основну роль у процесах поглинання, а також смугу з центром 3,2 мкм, дещо слабшу, ніж попередня.

Вуглекислий газ має декілька смуг поглинання у сонячному спектрі. Смуги з центрами на довжині хвиль 2,0; 1,6 й 1,4 мкм дуже слабкі й ними нехтують при практичних розрахунках. Більш сильна смуга з центром 2,7 мкм перекривається 2,7 мкм смугою водяної пари.

Перелічені смуги поглинання водяної пари і вуглекислого газу складаються з окремих ліній, інтенсивність яких дуже змінюється у залежності від хвильового числа. Тому в границях таких смуг пропускання радіації не може характеризуватися законом Буге-Ламберта-Бера. Характеристики поглинання цих смуг визначають за допомогою лабораторних вимірювань.

2.8 Нагрівання атмосфери за рахунок поглинання сонячної радіації

Фізична значущість процесу поглинання сонячної радіації оптично активними газами (N, N_2, O, O_2, O_3) атмосфери полягає у тому, що, по-перше, завдяки цьому до земної поверхні не доходить частина сонячного випромінювання, особливо жорстка ультрафіолетова радіація, яка справляє негативний вплив на живі організми. По-друге, він обумовлює нагрівання атмосфери.

Розглянемо шар атмосфери Δz . Позначимо спектральні потоки низхідного та висхідного випромінювання через $F_\lambda^\downarrow$ і $F_\lambda^\uparrow$. Висхідний потік сонячної радіації може сформуватися за рахунок відбиття її від земної поверхні та верхньої межі хмар і залежить значною мірою від їх альбедо, а також за рахунок потоку розсіяної короткохвильової радіації, обумовленої релеевським розсіюванням.

Різниця цих потоків на даній висоті дорівнює

$$F_\lambda(z) = F_\lambda^\downarrow(z) - F_\lambda^\uparrow(z). \quad (2.58)$$

Очевидно вона змінюється при проходженні радіацією шару Δz атмосфери. Ця зміна, очевидно, дорівнює

$$\Delta F_\lambda(z) = F_\lambda(z) - F_\lambda(z + \Delta z). \quad (2.59)$$

Згідно з принципом збереження енергії поглинута промениста енергія витрачається на зміну внутрішньої енергії, тобто на нагрівання повітря. Тому можна записати

$$\Delta F_z(z) = -\rho c_p \Delta z \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (2.60)$$

де похідна має сенс швидкості нагрівання атмосфери. Отже, швидкість нагрівання шару Δz визначається формулою

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\Delta F_\lambda(z)}{\Delta z}. \quad (2.61)$$

Швидкість нагрівання можна виразити і у термінах атмосферного тиску. Для цього використаємо основне рівняння статки

$$dp = -\rho g dz. \quad (2.62)$$

Якщо перейти від диференціалів до кінцевих різниць, то будемо мати

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{g}{c_p} \frac{\Delta F_\lambda(p)}{\Delta p}. \quad (2.63)$$

Можна отримати формулу для розрахунків швидкості нагрівання атмосфери і у термінах оптичної маси m . Нагадаємо, що оптичною масою називають відношення маси нахиленого стовпа повітря M до маси M_0 вертикального стовпа

$$m = \frac{M}{M_0}. \quad (2.64)$$

Ця формула має такий вигляд:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{-s}{c_p} \frac{\Delta F_\lambda(m)}{\Delta m}, \quad (2.65)$$

де $s = \frac{\rho_n}{\rho}$ – масова частка поглинач, густина якого дорівнює ρ_n .

Якщо розподілити сонячний спектр на n спектральних діапазонів й розрахувати швидкість нагрівання для кожного з них, то загальне нагрівання за рахунок поглинання сонячної радіації визначається формулою

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{заг}} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_i. \quad (2.66)$$

Як відомо, атмосферний тиск швидко зменшується з висотою, а напівширина смуги поглинання й, як наслідок, інтенсивність поглинання залежить від тиску. Для того, щоб урахувати цей ефект, замість змінного на шляху променя коефіцієнта поглинання α_λ беруть деякий постійний для всіх висот коефіцієнт, який обумовлює такий же вплив на інтенсивність поглинання сонячної радіації, як і фактичний, змінний з висотою, коефіцієнт поглинання.

Розрахунки показують, що у стратосфері, наприклад, де найбільша концентрація O_3 , нагрівання збільшується з висотою й досягає у тропіках й середніх широтах 5°C за добу. У літню пору у полярних широтах швидкість нагрівання повітря за рахунок поглинання ще більша, а у зимову пору, коли у верхню атмосферу, як зазначалось вище, у цих широтах сонячна радіація в атмосферу не надходить, нагрівання верхньої атмосфери відсутнє. У цей час верхні шари вихолоджуються за рахунок випромінювання в області теплової інфрачервоної радіації, що приводить до охолодження атмосфери.

2.9 Перенос теплової інфрачервоної радіації

У рівнянні переносу короткохвильової радіації було знехтовано власним випромінюванням шару на шляху dl . Але для теплової інфрачервоної радіації (ТІЧР) таке припущення не може прийматися, оскільки власне випромінювання шару атмосфери є значним. Тому рівняння переносу ТІЧР треба розглядати у формі:

$$\frac{dI_\lambda}{\alpha_\lambda \rho dl} = -I_\lambda + J_\lambda, \quad (2.67)$$

де J_λ – власне випромінювання шару атмосфери на шляху dl .

Інтегрування рівняння переносу (2.67) ТІЧР зверху донизу і навпаки приводить до таких рівнянь відносно спектральних потоків ТІЧР:

$$F_V^\uparrow(\tau) = \pi B_V(T_n) P_V(\tau_1 - \tau) - \int_\tau^{\tau_1} \pi B_V[T(\tau')] \frac{\partial P_V(\tau' - \tau)}{\partial \tau'} d\tau' \quad (2.68)$$

$$F_V^\downarrow(\tau) = \int_0^\tau \pi B_V[T(\tau')] \frac{\partial P_V(\tau' - \tau)}{\partial \tau'} d\tau'. \quad (2.69)$$

У рівняннях (2.68) і (2.69) $F_V^\uparrow(\tau)$ і $F_V^\downarrow(\tau)$ спектральні потоки ТІЧР з частотою ν при значенні оптичної товщини атмосфери $\tau(z)$ на висоті z

$$\tau(z) = \int_z^\infty \alpha_\lambda \rho dz, \quad (2.70)$$

де $B_V(T_n)$ – функція Планка при температурі на вихідному рівні T_n ,

$$P_V(\tau_1 - \tau) = 2 \int_0^1 P_V(\tau_1 - \tau\mu) \mu d\mu \quad (2.71)$$

дифузна функція пропускання, у якій $\mu = \cos\theta$ – косинус зенітного кута Сонця, $T(\tau')$ – температурна стратифікація атмосфери у шарі від τ_1 до τ .

Величина

$$\Phi_\lambda(z) = F_\lambda^\uparrow(z) - F_\lambda^\downarrow(z) \quad (2.72)$$

називається ефективним потоком ТІЧР. Якщо розглядати поглинання ТІЧР у деякому шарі атмосфери Δz , то змінення у ньому ефективного потоку дорівнює

$$\Delta\Phi_{\lambda}(z) = \Phi_{\lambda}(z + \Delta z) - \Phi_{\lambda}(z). \quad (2.73)$$

Таким чином, на основі закону зберігання енергії отримаємо

$$\frac{\Delta\Phi_{\lambda}(z)}{\Delta z} = -c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (2.74)$$

звідки швидкість нагрівання (охолодження) шару атмосфери Δz за рахунок поглинання (випромінювання) ТІЧР у спектральній ділянці від ν до $\nu + \Delta\nu$ дорівнює

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\nu} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\Delta\Phi_{\lambda}(z)}{\Delta z} \quad (2.75)$$

або у термінах ефективної маси поглиначи m

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\nu} = -\frac{g}{c_p} \frac{\Delta\Phi_{\nu}(m)}{\Delta m}. \quad (2.76)$$

Якщо йдеться про поглинання ТІЧР різними оптично активними газами атмосфери, які мають смуги поглинання, що припадають на різні спектральні діапазони ТІЧР, то загальна швидкість нагрівання (охолодження) шару атмосфери Δz за рахунок поглинання (випромінювання) ТІЧР дорівнює

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \sum_{\nu} \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\nu}. \quad (2.78)$$

Розрахунки показують, що процес перенесення ТІЧР у верхній атмосфері приводить до нагрівання у середніх широтах повітря у озоносфері зі швидкістю $1,5^{\circ}\text{C}$ за добу за рахунок поглинання цієї радіації у смугі поглинання $9,6\text{ мкм}$. Вище висоти 20 км переважає вихолоджування стратосфери і мезосфери за рахунок випромінювання озоном і вуглекислим газом у смугі 15 мкм , отже загальна швидкість охолоджування на висоті 40 км дорівнює близько 7°C за добу.

Контрольні запитання:

- 1 Від чого залежить швидкість обертання Сонця?*
- 2 Як називається період обертання у залежності від широти на Сонці, який часто використовується геофізиками для зіставлення повторюваності різних земних явищ?*
- 3 Який шар сонячної атмосфери випромінює всю ту світлову й теплову енергію, яку Сонце посилає у світовий простір?*
- 4 Що створює зернисту поверхню фотосфери?*
- 5 Як називається шар атмосфери Сонця, для якого є характерним лінійчатий спектр випромінювання з емісійними лініями нейтральних й одноразово іонізованих газів?*
- 6 На яких два шари розділяється хромосфера?*
- 7 Джерелом якого випромінювання є хромосфера?*
- 8 Як називається зовнішній й найбільш протяжний шар сонячної атмосфери?*
- 9 Джерелом якого випромінювання є Сонячна корона?*
- 10 У вигляді яких фізичних явищ проявляються процеси, які відбуваються як усередині Сонця, так і у його атмосфері під дією термоядерних реакцій, в його центральній частині?*
- 11 Для чого використовують відносне число сонячних плям, яке називають числом Вольфа?*
- 12 Дайте визначення сонячної активності.*
- 13 Який період коливання є характерним для сонячної активності та кількості сонячних плям?*
- 14 Які три основних типи сонячного корпускулярного випромінювання розрізняють?*
- 15 Якими факторами обумовлюється розширення спектральних ліній?*
- 16 Молекулами яких газів, головним чином, поглинається сонячне випромінювання у верхній атмосфері?*

3 Фотохімічні процеси в атмосфері

Фотохімічні процеси в атмосфері виникають у результаті поглинання молекулами атмосферних газів квантів ультрафіолетового і рентгенівського випромінювання Сонця. Ці процеси приводять до дисоціації молекул й утворення атомів, іонізації молекул і атомів, утворення деяких хімічних сполук, які у нижніх шарах атмосфери не спостерігаються або знаходяться у невеликих кількостях.

Процеси дисоціації й іонізації можуть відбуватися також у результаті зіткнення молекул з частинками сонячного корпускулярного випромінювання.

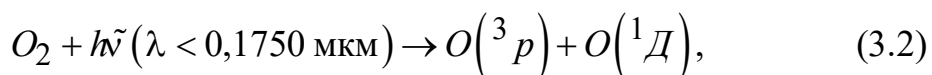
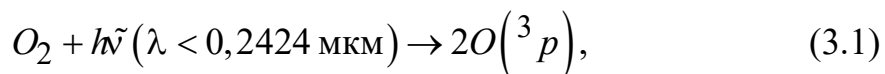
Для того, щоб відбулася дисоціація або іонізація молекули, квант світла або корпускулярна частинка повинні мати деяку енергію. Наприклад, дисоціація молекул O_2 може відбутися лише під дією ультрафіолетової радіації з довжиною хвилі $\lambda \leq 0,2424$ мкм, а для її іонізації необхідна ще більш жорстка радіація з $\lambda \leq 0,1025$ мкм.

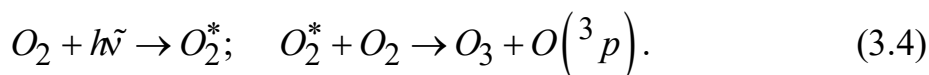
Оскільки короткохвильова радіація $\lambda < 0,2900$ мкм не доходить до земної поверхні, а проникає в атмосферу лише до визначених висот у залежності від довжини хвилі, то фотохімічні процеси можуть відбуватися лише у верхніх шарах. Шар атмосфери від 60 до 160 км, де фотохімічні процеси є найбільш активними, називають хемосферою.

Розглянемо процеси дисоціації і асоціації основних атмосферних газів – кисню та азоту, які спричиняють змінення фізичних властивостей верхньої атмосфери у зв'язку з утворенням атмосферного кисню й азоту, а також нових молекулярних сполук, таких, як озон (O_3), гідроксил (OH), окис азоту (NO).

3.1 Процеси дисоціації й асоціації кисню

Дисоціація молекул кисню відбувається під впливом ультрафіолетової радіації Сонця з довжиною хвилі $\lambda \leq 0,2424$ мкм (смуги Герцберга, Шумана - Рунге, Лайман - альфа). Основними є такі фотохімічні реакції, що приводять до утворення атомів кисню:



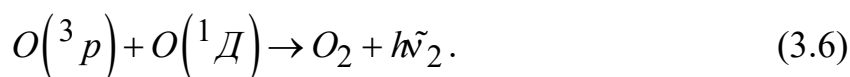
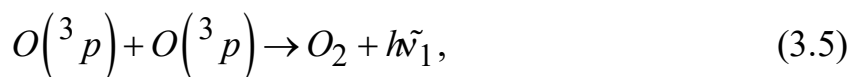


(У формулах (3.1) – (3.4) символи (^3p) , (^1D) визначають енергетичні рівні, а $(*)$ – збуджену молекулу).

Найбільш суттєвими реакціями є: для висот нижче 100 км – реакція (3.1), для висот більше 100 км – реакція (3.2). Реакція фотолізу озону відбувається нижче 100 км під дією квантів у широкому спектрі від ультрафіолетового до інфрачервоного (смуги Хартлі, Хаггінса, Шаппюї). У двохступеневій реакції (3.4) під дією квантів світла відбувається утворення збудженої молекули кисню, зіткнення якої з незбудженою молекулою приводить до утворення молекули озону та атома кисню. У цьому випадку квант випромінювання може мати меншу енергію, ніж у реакції (3.1).

Зворотним відносно процесу дисоціації є процес асоціації. При цьому процесі відбувається утворення молекули із вільних атомів газу. Основними для кисню є реакції таких типів.

1. Асоціація при співударах двох атомів кисню, які знаходяться у різних енергетичних станах. У цьому випадку утворюються нормальна або збуджена молекула кисню і випромінюється квант енергії (радіоактивна асоціація):



Ці реакції характерні для висот більших за 100 км.

2. Реакція потрійного співудару:



де M – нейтральна газова частинка, яка виконує роль каталізатора реакції.

Реакція (3.7) є побічною для висот більше 100 км. Атоми, які беруть у ній участь, можуть бути в енергетичному стані (^3p) або (^1D) . Реакція (3.8)

відбувається на висотах нижчих за 90 км. Надлишок енергії, яка виділяється у результаті цих реакцій, виноситься нейтральною частинкою.

3. На висотах нижчих ніж 100 км молекула кисню може утворитися також у результаті взаємодії атомного кисню з молекулою озону:



Завдяки процесам дисоціації й асоціації, які відбуваються одночасно, на кожній висоті у верхній атмосфері повинні встановлюватися деякі рівноважні концентрації атомів й молекул кисню, які можна розрахувати теоретичним шляхом. Наприклад, для реакції (3.1) число атомів кисню, виникаючих у 1 м^3 за час dt , визначається рівнянням

$$dN_1 = 2I_2 N_2 dt, \quad (3.10)$$

де N_1 і N_2 – число атомів і молекул в 1 м^3 відповідно;

I_2 – коефіцієнт дисоціації, який характеризує число поглинених квантів у розрахунку на одну молекулу у секунду.

Для реакції (3.8), при якій відбувається утворення озону, кількість N виниклих молекул O_3 залежить від N_1 і N_2 , а також N_m – кількості у 1 м^3 повітря нейтральних частинок M , наприклад, молекул азоту. Вона визначається рівнянням

$$dN = K_{12} N_1 N_2 N_m dt, \quad (3.11)$$

де K_{12} – стала, що характеризує швидкість реакції.

Процес дисоціації молекули O_3 при поглинанні кванта сонячної радіації (3.3) має швидкість реакції

$$dN_2 = -I_3 N_3 dt, \quad (3.12)$$

де I_3 – кількість відповідних квантів, що поглинаються, у розрахунку на одну молекулу у секунду.

Озон руйнується також і при реакції (3.9) зі швидкістю

$$dN_3 = -K_{13} N_1 N_3 dt, \quad (3.13)$$

де K_{13} – стала швидкості реакції.

Виходячи з рівнянь (3.10) – (3.13), маємо систему двох рівнянь

$$dN_1 = (2I_2 N_2 + I_3 N_3 - K_{12} N_1 N_2 N_m - K_{13} N_1 N_3) dt, \quad (3.14)$$

$$dN_3 = (-I_3 N_3 + K_{12} N_1 N_2 N_m - K_{13} N_1 N_3) dt, \quad (3.15)$$

які дають можливість провести оцінку кількості атомів кисню і молекул озону, що виникають і зникають за часом dt у процесі фотохімічних реакцій.

На будь-якому рівні озоносфери (шар, де концентрується озон), кількість молекул O_3 визначається співвідношенням між процесами його утворення і дисипації. Вважається, що спостерігається фотохімічна рівновага, при якій кількість молекул O_3 в одиницю часу в одиничному об'ємі дорівнює кількості молекул, котрі руйнуються. При фотохімічній рівновазі $dN_1 = dN_3 = 0$. Тоді, якщо скласти почленно рівняння системи (3.14) і (3.15), то отримаємо рівняння для оцінки кількості атомарного кисню:

$$N_1 = I_2 N_2 / K_{13} N_3. \quad (3.16)$$

Досвід свідчить про те, що N_1 збільшується приблизно з $2 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$ атомів на висоті 10 км до $\sim 10^{14} \text{ м}^{-3}$ атомів на висоті 30 км.

Якщо ті ж самі рівняння почленно відняти, то отримаємо

$$I_2 N_2 + I_3 N_3 = \frac{K_{12}}{K_{13}} \frac{I_2 N_2^2 N_m}{N_3}. \quad (3.17)$$

Оскільки нижче 40 км $I_2 N_2 \ll I_3 N_3$, то величиною $I_2 N_2$ можна знехтувати і тоді маємо для оцінки кількості молекул озону, що утворюється, рівняння

$$N_3 = \sqrt{\frac{K_{12} I_2 N_2^2 N_m}{K_{13} I_3}}. \quad (3.18)$$

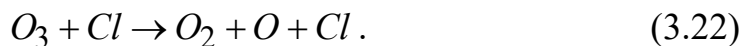
Множник $\sqrt{N_2^2 N_m}$ зменшується з висотою пропорційно $\rho^{3/2}$, де $\rho = mN$ – густина повітря (m – маса молекули повітря). Тому густина озону $\rho_3 = m_3 N_3$ у верхній частині озоносфери зменшується у відповідності із шкалою висот, інакше кажучи, висотою однорідної атмосфери для озону є $H_3 = \frac{2}{3} H$, де H – висота однорідної атмосфери.

Дійсно, озонозондові й ракетні вимірювання показали, що у шарі 10-40 км висота однорідної озонової атмосфери дорівнює 4,2-4,4 км, у той час, коли $H = 6,8$ км. У нижній частині озоносфери величина N_3 зменшується зі зменшенням висоти у зв'язку з різким зменшенням у тому ж напрямку кількості квантів I_2 , що поглинаються.

Отже, рівняння (3.18) досить задовільно описує загальну форму вертикального розподілу густини озону ρ_3 . Але загальна кількість озону X

$$X = \int_0^{\infty} N_3 dz \quad (3.19)$$

більша, ніж спостерігається у дійсності. Причина цього розходження полягає у тому, що у руйнуванні озону беруть участь деякі реакції, які вище не враховувалися, а саме:



Тому у реальних умовах фотохімічна рівновага дуже часто порушується особливо нижче 25-30 км. При цьому з диференціального рівняння (3.15),

оскільки $\frac{dN_3}{dt} = 0$, отримаємо такий розв'язок

$$N_{30} - N_3 = (N_{30} - N_{31}) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (3.23)$$

де N_{30} – рівноважне значення концентрації частинок озону;

N_{31} – початкове значення концентрацій озону при $t=0$; τ – час релаксації, тобто проміжок часу, за який початкова концентрація озону наблизиться до рівноважної на величину $\Delta N_3(1 - e^{-1})$.

Час релаксації τ , розрахований для денних умов, сильно залежить від висоти. Ця залежність міститься у табл. 3.1

Таблиця 3.1 – Час релаксації τ (за Х. Дютеном)

час, τ	Висота, км					
	15	20	25	30	35	40
10^4 с	1110	580	110	19	4,6	1,3
доба	145	76	14	2,2	0,5	2,6

Як видно з табл. 3.1, вище 25 км будь-яке порушення фотохімічної рівноваги повинно швидко відновлюватися під впливом сонячного випромінювання. Між 20 і 25 км порушення мають суттєве значення, а нижче 20 км кожне порушення рівноваги може існувати протягом тривалого часу і впливати на розподілення атмосферного озону.

Вночі τ більший, ніж вдень, і порушення рівноваги озону майже відновлюється.

Нижче 20 км, де час релаксації вимірюється місяцями, озон можна розглядати як консервативну речовину, яка не підлягає фотохімічним перетворенням.

3.2 Дисоціація й асоціація азоту

У верхній атмосфері є значна концентрація і атомарного азоту. Але процеси дисоціації молекул азоту у верхній атмосфері є значно складнішими, ніж розглянуті вище процеси дисоціації і асоціації кисню, й ще не досить вивчені. Можливо найбільш ефективними процесами, що призводять до утворення атмосферного азоту (N) є іоносферні процеси із участю заряджених частинок. Оскільки ці процеси можуть спостерігатися лише під впливом радіації з довжиною $\lambda < 0,070$ мкм (іонізаційний континуум спектра поглинання азоту), то вони відбуваються на значно більших висотах, ніж процеси дисоціації молекул кисню.

У результаті дисоціативної рекомбінації, тобто процесу, при якому молекулярний іон розпадається на атоми, а енергія, котра звільняється, розподіляється між цими атомами, відбувається зникнення іонів N_2^+ й утворення двох атомів азоту

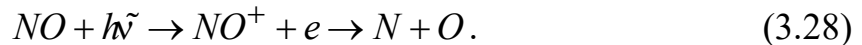


де e – електрон.

До висоти 200 км іони азоту можуть зникати також в результаті атомно-іонного обміну, тобто



Атомарний азот може утворюватись і при дисоціації позитивних іонів окису азоту:



Одночасно з дисоціацією молекул у верхній атмосфері відбувається і асоціація атомів азоту. При цьому зникнення атомів відбувається у більш густих шарах у результаті потрібних співударів за реакціями:



На великих висотах, де повна концентрація нейтральних частинок M вже мала, найбільш ефективною є радіативна асоціація, при якій звільнюється енергія у вигляді випромінювання:



На висотах 160-180 км термін життя атомарного азоту стає більшим за термін усталення гравітаційно-дифузійної рівноваги. Тому, починаючи з цих висот, процес дифузії визначає розподілення молекулярного і атомарного азоту з висотою. Вище 180 км не існує фотохімічної рівноваги між швидкостями утворення й зникнення атомів азоту, надлишок яких під впливом дифузії переноситься у нижні шари верхньої атмосфери.

3.3 Фотохімічні процеси водню та гідроксилу

Дослідження інфрачервоного спектра випромінювання нічного неба показали, що у верхній атмосфері на висотах 80-90 км присутні молекули гідроксилу OH . Вище 100 км вони вже не спостерігаються.

Утворення молекул OH можливе лише при наявності у верхній атмосфері атомарного водню (H) для створення молекули водяної пари. При цьому можливими реакціями, які приводять до утворення збудженої молекули OH^* , як вважають, є такі:



Остання реакція можлива при $\lambda < 0,0175$ мкм.

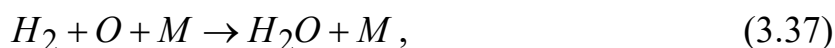
Вважають, що нейтральні атоми водню можуть виникати у верхній атмосфері двома шляхами:

1. У результаті процесу, при якому протони (елементарні частинки з позитивним зарядом) сонячного походження на шляху до земної поверхні приєднують електрони й перетворюються на нейтральні атоми водню.

2. У результаті дисоціації молекул водяної пари під дією короткохвильової радіації Сонця.

Молекули водяної пари (H_2O), у свою чергу, можуть надходити у область мезопаузи (85-95 км) у результаті епізодичних проникнень із стратосфери, а також утворюватися у цій області шляхом реакцій:

а) окислення молекул водню



б) зіткнення двох молекул гідроксилу



Гіпотезу утворення молекул водяної пари у верхній атмосфері у результаті перетворення протонів сонячного походження на атоми водню називають гіпотезою «сонячного дощу».

В області мезопаузи при значних зниженнях температури може виникнути процес конденсації водяної пари й утворення сріблястих (мезосферних) хмар.

У залежності від рівня сонячної активності змінюється інтенсивність короткохвильового, особливо рентгенівського ($\lambda < 0,01 \text{ мкм}$) й корпускулярного випромінювань Сонця, які є головними іонізаторами атмосферних газів. Тому зміна рівня сонячної активності призводить до періодичних й нерегулярних змін у розподілі газів з висотою у верхній атмосфері.

Поряд з розглянутими основними фотохімічними реакціями у верхній атмосфері відбувається й велика кількість інших реакцій, пов'язаних з малими газами. Ці реакції також беруть участь у формуванні газового складу верхньої атмосфери.

Контрольні запитання:

- 1 Чим обумовлені фотохімічні процеси в атмосфері?
- 2 Під впливом якої радіації відбувається дисоціація молекул кисню?
- 3 Реакції яких типів є основними для процесу асоціації кисню?
- 4 Який процес визначає розподілення молекулярного і атомарного азоту з висотою, чому?
- 5 Опишіть як можуть виникати у верхній атмосфері нейтральні атоми водню?
- 6 Яку гіпотезу називають гіпотезою «сонячного дощу»?

4 Озон в атмосфері Землі

4.1 Фізичні величини, які характеризують вміст озону

Озон – це триатомний кисень O_3 . Для характеристики фізичних властивостей озону використовують декілька величин. Перша з них – це густина цієї речовини (ρ_3). При тиску $p = 1013$ гПа і температурі $t = 0$ °С $\rho_3 = 2,14 \cdot 10^{-3}$ г/см³. При температурі $t = -111,9$ °С озон переходить у рідкий стан. У цьому агрегатному стані O_3 є рідиною темносинього кольору. При температурі $t = -192,7$ °С ця рідина переходить у тверду фазу, і O_3 має вигляд темнофіолетових кристалів. Озон – хімічно нестійка сполука. Він швидко розпадається у присутності окислювачів, якими є Cl , NO , а при збільшенні температури до 100 °С розпадається спонтанно на O_2 і O . Вміст озону характеризується такими величинами.

1. Загальний вміст озону. Це товщина озонового шару, приведенного до тиску $p = 1013$ гПа і температури $t = 0$ °С. Вимірюється у атмосферо-сантиметрах (атм-см) або у міліатмосферо-сантиметрах (матм-см). Фізичний зміст цієї величини полягає у тому, що вона характеризує товщину шару усього атмосферного озону, який утворився б при приведенні до нормальних значень тиску і температури. Але у більшості випадків для вимірювання загального вмісту озону використовується одиниця Добсона (О.Д.). Одна О.Д. дорівнює одному матм-см. Середній вміст O_3 в атмосфері Землі дорівнює 0,3 атм-см, що відповідає 300 матм-см або 300 О.Д. Коливання його вмісту знаходяться у інтервалі 200-600 О.Д. Часто загальний вміст O_3 позначається латинською літерою X . Зазначеному середньому вмісту O_3 відповідає його загальна маса $m_3 = 3,2 \cdot 10^9$ т.

2. Парціальний тиск озону (p_3). Вимірюється у міліпаскалях (мПа).

3. Молярна концентрація озону (N_3). Це відношення кількості молей цього газу до кількості молей повітря у визначеному об'ємі. Очевидно

$$N_3 = \frac{m_3 / \mu_3}{m_{\text{г}} / \mu_{\text{г}}}, \quad (4.1)$$

де m_3 і $m_{\text{г}}$ – маси озону і повітря,

μ_3 і $\mu_{\text{г}}$ – молярні маси озону і повітря відповідно.

Одиниця молярної концентрації млн^{-1} (одна частка на мільйон по об'єму). 1 млн^{-1} концентрації дорівнює одиниці відносного вмісту газу

у % по об'єму, збільшеному у 10^4 разів. Якщо використати закон Дальтона, то

$$N_3 = 10^6 \frac{p_3}{p}, \quad (4.2)$$

де p_3 і p – тиск озону і повітря у міліпаскалях, а N_3 – у млн^{-1} .

4. Масова концентрація озону (r_3). Це відношення маси O_3 до маси повітря у визначеному об'ємі. Одиниця вимірювання млн^{-1} за масою.

5. Концентрація озону у деякому шарі атмосфери або на деякій висоті характеризується відношенням суміші r_3^* . Це відношення густини O_3 до густини повітря у цьому шарі

$$r_3^* = \frac{\rho_3}{\rho}. \quad (4.3)$$

Одиниця вимірювання цієї фізичної величини $\frac{\text{мкг}}{\text{г}}$.

6. Густина озону (ρ_3). Ця величина розглядалася вище. При нормальних атмосферних умовах

$$\rho_3 = 2,14 \cdot 10^9 \text{ г/м}^3 = 2,14 \cdot 10^{-3} \text{ г/л} \quad (1 \text{ г/л} = 10^{-6} \text{ г/см}^3).$$

7. Концентрація озону r_3 . Це кількість молекул O_3 у одиниці об'єму повітря. Одиницею є см^{-3} .

8. Приведена маса (товщина) озону (Ω). Це шар O_3 у вертикальному стовпі одиничного перерізу (1 см^2) у припущенні про гідростатичну рівновагу. Приведена маса пов'язана з відношенням суміші (r_3^*) рівнянням:

$$\Omega = \frac{1}{g} \int_{p_0}^{p_a} r_3^* dp, \quad (4.4)$$

де g – прискорення вільного падіння;

p_0 і p_a – тиск біля поверхні землі і на верхній межі стовпа атмосфери;

r_3^* – у г/г .

Фізичні величини, які розглядалися пов'язані між собою рівнянням стану, яке може бути представлено у таких формах:

$$p_3 = 0,17322 \cdot 10^{-3} T \rho_3 \text{ (мПа)}, \quad (4.5)$$

$$r_3^* = 2,8704 \cdot 10^{-3} \frac{T}{p} \rho_3 \text{ (мкг/г)}, \quad (4.6)$$

$$N_3 = 1,7322 \cdot 10^{-3} \frac{T}{p} \rho_3 \text{ (і ёі}^{-1}\text{)}, \quad (4.7)$$

$$n_3 = 1,2547 \cdot 10^{10} \rho_3 \text{ (ñі}^{-3}\text{)}. \quad (4.8)$$

В цих рівняннях T – температура у кельвінах, p – атмосферний тиск у гПа, ρ_3 – густина озону у мкг/м³.

4.2 Оптичні властивості озону

Як зазначалося у розділі 3, озон має декілька активних смуг поглинання: смуга Хартлі (0,20-0,30 мкм), смуга Хагінса (0,30-0,36 мкм) і смуга Шаппюї (0,44-1,18 мкм). Перші дві з них належать до ультрафіолетового спектра сонячного випромінювання, а остання відноситься до видимого і ближнього інфрачервоного спектрів.

У розділі 3 було показано, що смуги поглинання характеризуються залежністю масового показника поглинання $\alpha_{\tilde{\nu}}$ від частоти $\tilde{\nu}$ або α_{λ} – від довжини хвилі. Але замість масового показника поглинання можна використовувати об'ємний (лінійний) показник поглинання k_{λ} , оскільки

$$k_{\lambda} = \rho_3 \alpha_{\lambda}. \quad (4.9)$$

На рис. 4.1 зображена смуга поглинання Хартлі, а на рис. 4.2 – смуга Шаппюї.

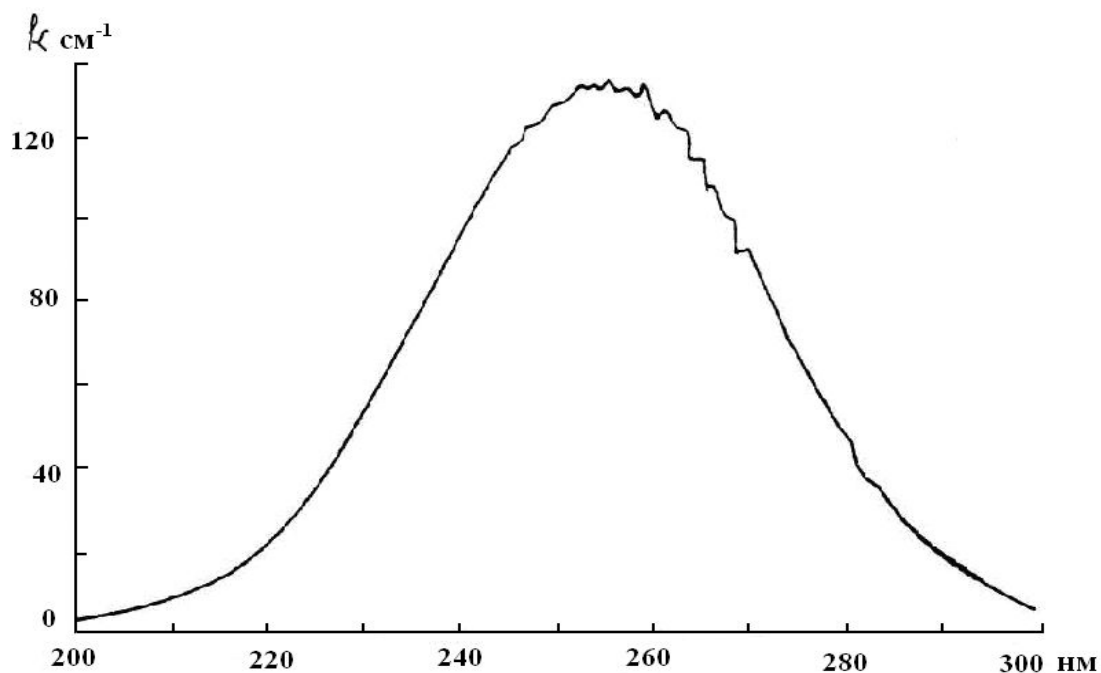


Рис. 4.1 – Спектр поглинання озону в смугах Хартлі

В смузі Хартлі максимальне значення об'ємного показника поглинання дорівнює $k_{\lambda} = 132 \text{ см}^{-1}$ на довжині хвилі 253,65 нм (0,25365 мкм). Це означає, що у центрі смуги шар озону товщиною 3 мм (300 О.Д.) при нормальному тиску буде послаблювати випромінювання у 10^{40} разів.

Смуга Хюггінса має значно меншу інтенсивність. Розподіл інтенсивності поглинання у цій смузі міститься у табл. 4.1

Таблиця 4.1 – Залежність об'ємного показника поглинання від довжини хвилі у смузі Хаггінса

λ , нм	300	305	310	315	320	325	330	335	340	341	342	343
k_{λ} , см^{-1}	4,03	2,11	1,06	0,405	0,245	0,112	0,060	0,022	0,010	0,005	0,002	0,000

Як видно з табл. 4.1, розподіл об'ємного показника поглинання по довжинах хвиль у смузі Хаггінса значно відрізняється від його розподілу у смузі Хартлі. Найбільша інтенсивність поглинання припадає на довжину хвилі 300 нм (0,300 мкм). Вона швидко зменшується зі збільшенням довжини хвилі.

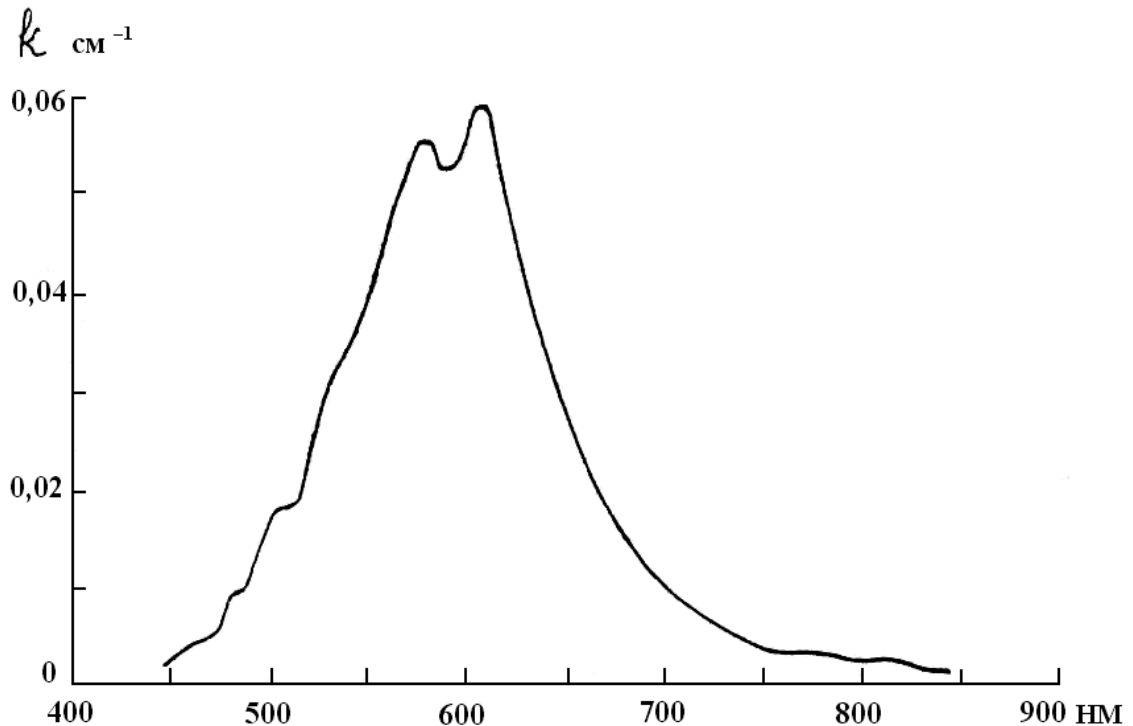


Рис. 4.2 – Спектр поглинання озону в смугах Шаппюї

Поглинання у смузі Шаппюї ще слабше. Як видно на рис. 4.2, ця смуга має максимум об'ємного показника поглинання $k_\lambda = 0,059 \text{ см}^{-1}$ на довжині хвилі $\lambda = 600 \text{ нм}$ (0,600 мкм), яка припадає на оранжеву ділянку видимого спектра сонячного світла.

Ряд смуг поглинання є у спектрі теплової інфрачервоної радіації, яка випромінюється землею поверхнею, атмосферою і хмарними системами. Основна з них має центр на довжині хвилі $\lambda = 9,57 \text{ мкм}$. Ця смуга припадає на так зване «вікно прозорості» атмосфери, яке займає інтервал довжини хвиль 8-12 мкм. На цих довжинах хвиль відсутні смуги поглинання основних поглиначів теплової інфрачервоної радіації – водяної пари і вуглекислого газу. Ця смуга використовується для випромінювання інтенсивної теплової інфрачервоної радіації, яка покидає атмосферу Землі. Це дає можливість за допомогою радіометрів, встановлених на штучних супутниках Землі, одержувати інформацію про інтенсивність теплової інфрачервоної радіації, яка випромінюється землею поверхнею, а також, визначати її температуру, що носить назву радіаційної температури.

4.3 Розподіл озону у просторі та за часом

4.3.1 Широтно-довготний розподіл загального вмісту озону

Загальний вміст озону (ЗВО) визначений у попередньому розділі. Він складається як зі стратосферного, так із тропосферного озону. Але вміст тропосферного озону складає лише невелику частку від ЗВО. Оскільки за допомогою спеціальної апаратури на ШСЗ виконується вимірювання ЗВО, то розглянемо у подальшому саме цю характеристику його вмісту.

Осереднені дані свідчать про те, що ЗВО у північній півкулі має максимум у період з березня до червня у полярних широтах і поступово, але нерівномірно, зменшується з широтою. З червня до лютого максимум ЗВО спостерігається у широтному поясі $50 - 60^\circ$ півн. ш., де середнє значення максимуму становить 356 О.Д. У південному напрямку ЗВО зменшується поступово, а після широти $28 - 25^\circ$ півн. ш. – зменшується різко, але стає більш сталим за часом.

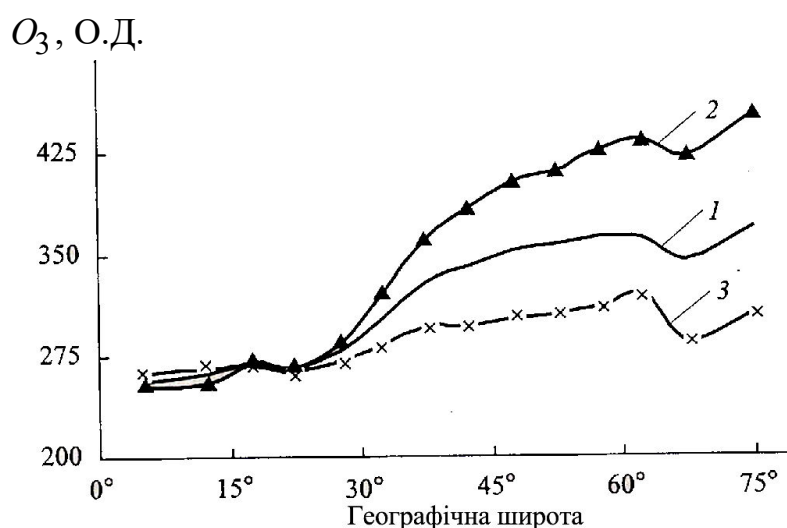
Значний інтерес мають дані осереднення ЗВО по північній півкулі, які наводяться у роботі В.М. Волощука і С.Г. Бойченко. Вони представлені на рис.4.3 у середньому за рік. На рисунку також наведено середньомісячні значення для екстремальних місяців – березень (максимум) і жовтень (мінімум). Як видно з рис. 4.3, спостерігається збільшення ЗВО при переході від тропічних до помірних широт. Такий хід за широтою ЗВО пояснюється тим, що домінує перенос O_3 із верхньої стратосфери тропічних широт, де він за рахунок фотохімічних процесів утворюється, у нижню стратосферу помірних широт, де інтенсивність природного руйнування значно менша. На рис. 4.4 представлені дані про залежність амплітуди коливання ЗВО за широтою у північній півкулі. Як видно з рис. 4.4, спостерігається зростання амплітуд річного і піврічного коливання ЗВО за широтою. Зростання амплітуд коливання пояснюється зазначеними вище процесами горизонтально-висотного переносу озону.

У південній півкулі, починаючи з широт $25 - 30^\circ$ півд. ш., ЗВО зростає до 60° півд. ш., і середній максимум у широтному поясі $50 - 60^\circ$ півд. ш. становить 340 О.Д. Область низьких значень ЗВО розташовується навесні над північною частиною Африки та Індією, де ЗВО у середньому складає 208 О.Д. У середньому за рік ЗВО дорівнює 301 О.Д. у північній півкулі й 292 О.Д. – у південній півкулі.

По земній кулі взагалі він складає 296 О.Д. На тропічну зону припадає близько 45% усього озону. На цих широтах ЗВО мало змінюється по сезонах, а озоносфера розташовується відносно вище, ніж на більш високих широтах. Тут знаходиться основний резервуар озону для всієї атмосфери, оскільки у тропічній зоні постійно утворюється надлишок цього газу. Відносна кількість O_3 в атмосфері різних широт північної та південної півкуль міститься у табл. 4.2.

Таблиця 4.2 - Відносна кількість озону (%) у атмосфері різних широт

Широтний пояс, φ° ш.	Півкулі	
	північна	південна
0 – 10	14,5	15,1
10 – 20	14,7	14,4
20 – 30	14,1	15,2
30 – 40	15,0	15,4
40 – 50	13,9	14,3
50 – 60	11,8	11,8
60 – 70	8,7	7,7
70 – 80	5,6	4,7
80 – 90	1,8	1,5



1 – середньорічні значення; 2,3 – середньомісячні значення для екстремальних місяців (березень та жовтень відповідно)

Рис. 4.3 - Емпіричний широтний розподіл озону у північній півкулі

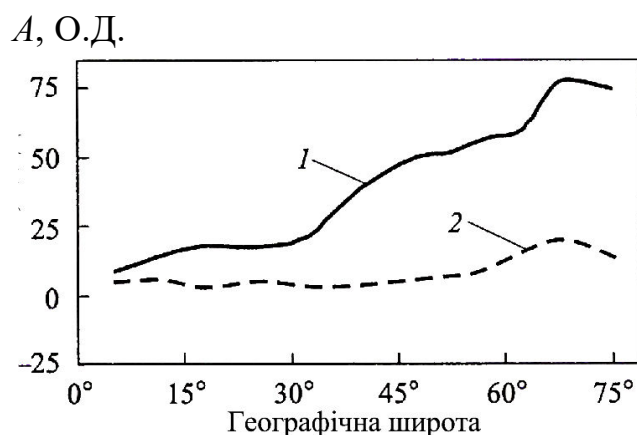


Рис. 4.4 - Емпіричний широтний розподіл річних (1) та напів-річних (2) амплітуд коливань вмісту озону в північній півкулі

Під дією меридіонального переносу озон з тропічної зони поширюється у високі широти. Область джерела озону, з якого він постійно розтікається у меридіональному напрямку, має вигляд широтного поясу уздовж 45° широти, що складає близько 38% поверхні Землі.

Наведені дані характеризують розподіл ЗВО у середньому. Але великий інтерес мають характеристики зміни за часом структури просторових полів ЗВО у залежності від сезонів року у північній і південній півкулях.

У північній півкулі просторові особливості полів загального вмісту озону (ЗВО) досліджувалися А.Ф. Нерушевим на основі стандартних числових масивів, отриманих за допомогою приладу TOMS. Площа осереднення при цьому була 1° ш. $\times$ $1,25^\circ$ д. У якості приклада розглянемо головні риси полів ЗВО (рис. 4.5).

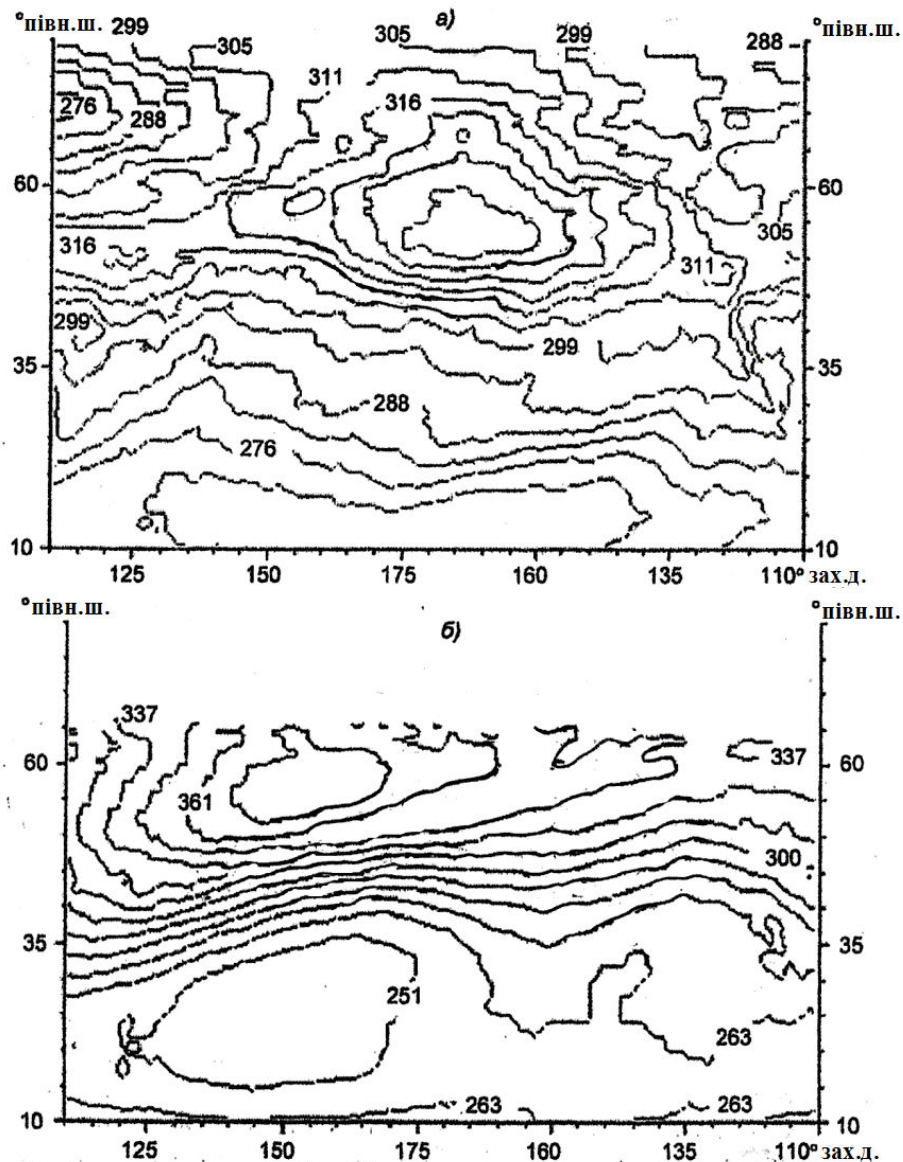


Рис. 4.5 - Просторовий розподіл ЗВО в одиницях Добсона у серпні (а) та листопаді (б) 1992 р.

Головною рисою просторово-часового розподілу ЗВО, який відображає загальні властивості цих полів, є наявність у регіоні, що розглядається, чітко означеної області збільшених, порівняно з оточуючим простором, значень ЗВО, горизонтальні розміри якої у зональному напрямку знаходяться у межах $45 - 105^\circ$ довготи (приблизно 4000 – 9000 км), а у меридіональному напрямку $10 - 30^\circ$ півн. ш. (приблизно 900 – 2700 км). Центр аномалії розташовується у крайньому північно-східному положенні у березні (60° півн. ш., 180° сх. д. – над Беринговим морем) й у крайньому південно-західному положенні у вересні (53° півн. ш., 130° сх. д. – над Амурською областю Росії). При цьому у березні додатна аномалія досягає найбільшого ($\Delta X \approx 50$ О.Д.), а у вересні – найменшого ($\Delta X \approx 30$ О.Д.) значення.

Взимку центр аномалії розташовується над Охотським морем. У лютому він пересувається ближче до материка. Значення аномалії змінюється від 30 до, приблизно, 50 О.Д., а її розміри від 45 до 55° сх. д. у зональному й від 10 до 25° півн. ш. у меридіональному напрямку.

На південь від аномалії, приблизно між 45 і 25° півн. ш., розподіл ЗВО має достатньо згладжений зональний характер. Ізолінії ЗВО прогинаються на північ біля меридіану 160° сх. д. Тут також спостерігаються значні меридіональні градієнти ЗВО.

Навесні відбувається перебудова структури поля ЗВО. У березні аномалія переміщується у своє крайнє північно-східне положення. Стають максимальними як значення ЗВО, так й площа території, яка нею охоплюється, поширюючись на Азіатський й Північноамериканський континенти. У квітні ще зберігається помітна аномалія з центром над Хабаровським краєм Російської Федерації, а у травні чітко означений центр аномалії відсутній. У цьому місяці вона розпадається на окремі локальні максимуми. На південь від 40° півн. ш. просторове розподілення ЗВО має чітко виразний зональний характер.

Характерною рисою поля ЗВО влітку є наявність великої за площею аномалії з центром над Алеутськими островами (50° півн. ш., 175° сх. д.). Положення центра аномалії зберігається незмінним протягом всіх трьох місяців. Центри їх переміщуються за довготою не більше ніж $\pm 5^\circ$. Розміри аномалії становлять $80 - 105^\circ$ за довготою. Над Східним Сибіром розташовується область зниженого вмісту озону. Вона поглиблюється до кінця літа до вкрай низьких значень (біля 276 О.Д.), що характерні для тропічної зони. За розмірами область знижених значень ЗВО досягає декількох тисяч кілометрів. В серпні зона знижених значень ЗВО розташовується над Канадою (рис. 4.5, а).

В осінні місяці також, як і навесні, просторове розподілення ЗВО є дуже мінливим. У вересні додатна аномалія пересувається у своє крайнє південно-західне положення з центром над Амурською областю. Зональна структура поля ЗВО, за винятком вузької зони у $25 - 35^\circ$ півн. ш.,

практично відсутня. Характерною особливістю структури поля ЗВО є наявність у регіоні, що розглядається, локальних максимумів і мінімумів з розмірами біля 1000 км. У подальших місяцях осені центр аномалії переміщується на північній схід. В жовтні він розташовується над Беринговим морем, а у листопаді – над Камчаткою (рис. 4.5, б). На південь від аномалії у широтній смузі 35 – 45° півн. ш. спостерігається зональна структура поля ЗВО, а у більш низьких широтах проявляються локальні максимуми і мінімуми. У листопаді зональна структура поля ЗВО посилюється, приймаючи характер зимового розподілення. Значення аномалії коливаються в межах 30 – 40 О.Д.

Більш детальні дані про структуру полів ЗВО отримані для південної півкулі О.А. Бургазом шляхом осереднення даних TOMS про значення ЗВО на сітці 1° ш.×1,25° д. за період з 1957 до 2002 р. Структура осереднених полів ЗВО у південній півкулі у всі місяці року характеризується наявністю пояса відносно великих значень, вісь якого розташовується на 55 – 60° півд. ш. у місяці літа (грудень – лютий) і на, приблизно, 45° півд. ш. у місяці зими (червень – серпень). На рис. 4.6 – 4.9 приводяться поля ЗВО за центральні місяці сезонів південної півкулі.

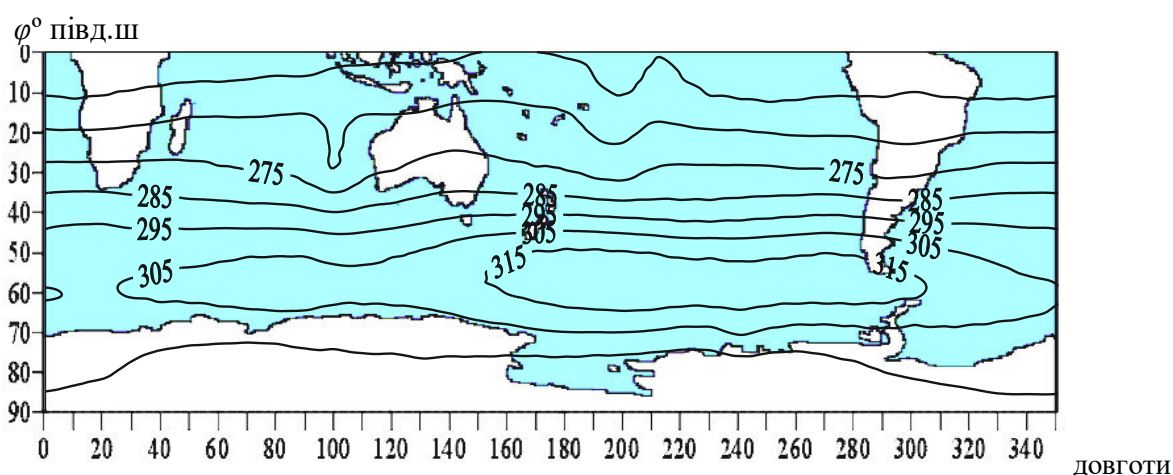


Рис. 4.6 – Середньомісячне поле ЗВО у січні

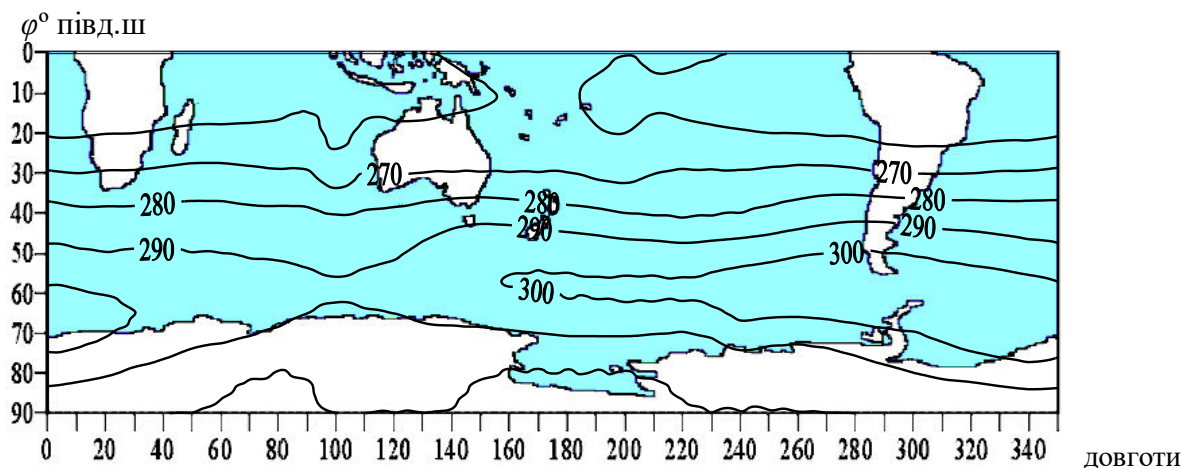


Рис. 4.7 – Середньомісячне поле ЗВО у квітні

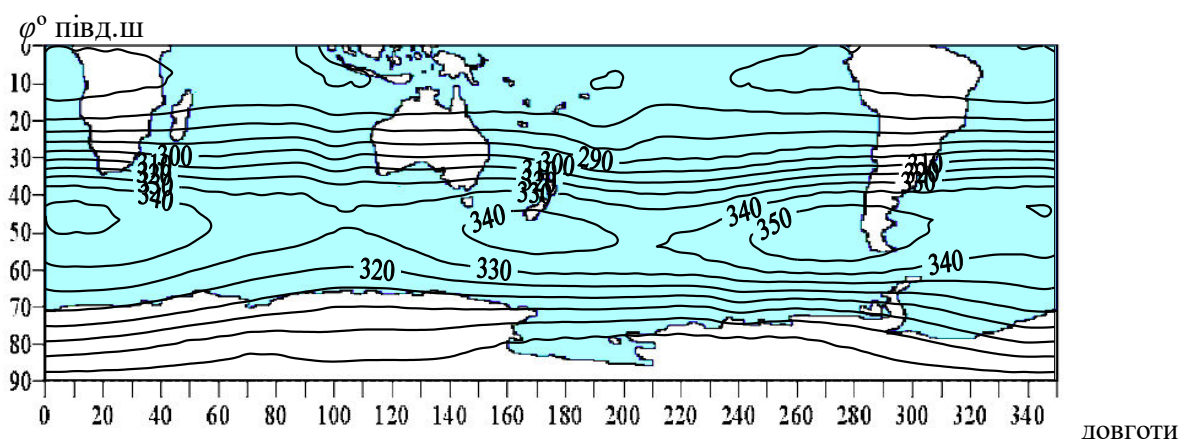


Рис. 4.8 – Середньомісячне поле ЗВО у липні

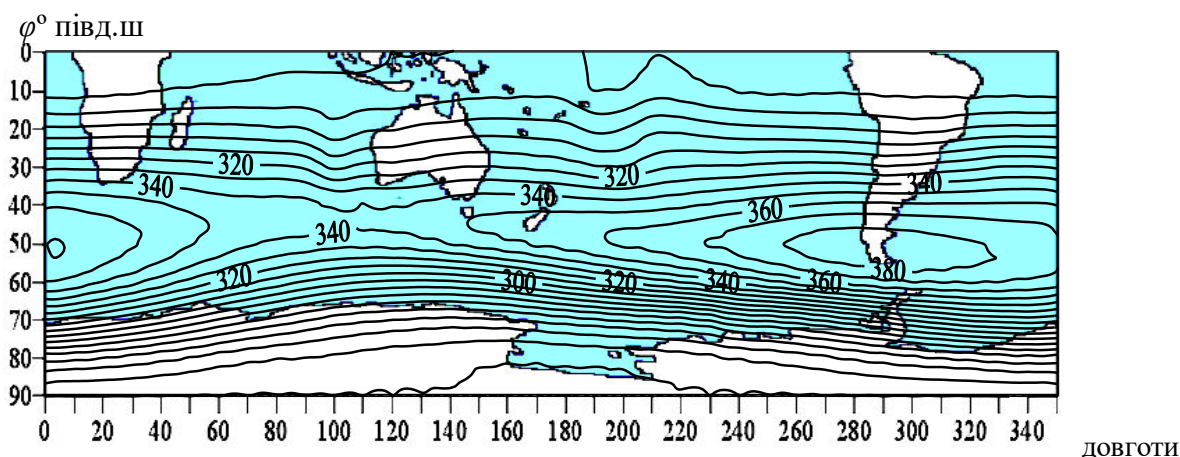


Рис. 4.9 – Середньомісячне поле ЗВО у жовтні

Влітку (рис. 4.6) у поясі підвищених значень ЗВО спостерігається одна область максимуму, центр якої розташовується у центральній частині Південного Тихого океану в січні й лютому й на східній частині океану на захід від протоки Дрейка у грудні.

В осінні місяці (березень, квітень) спостерігаються найменші значення ЗВО в області максимуму (рис. 4.7), а центр області максимальних значень пересовується поступово на схід, причому значення ЗВО наприкінці осені (травень) збільшуються. Крім того, починають зростати меридіональні градієнти ЗВО як зі сторони низьких, так і у сторону високих широт.

Взимку (рис. 4.8) у зоні високого загального вмісту озону значення цієї характеристики зростають на 40 – 50 О.Д., а у самій зоні виділяється декілька окремих областей максимуму. Одна з них розташовується над південною частиною Південної Америки, друга – на південний схід від Австралії, третя – на південному заході від Африки. Поля середнього значення ЗВО характеризуються найбільшими горизонтальними градієнтами у місяці весни (вересні й жовтні), особливо на південь від зони високих значень, яка поступово пересувається у все більш високі широти (рис. 4.9). Лише у листопаді поле ЗВО набуває деяких рис полів ЗВО літніх сезонів.

Розглянемо тепер структури полів мінливості ЗВО. Вони отримані у термінах середніх квадратичних відхилів (СКВ) для всіх місяців року. Для центральних місяців року поля СКВ наводяться на рис. 4.10 – 4.13. Літом (рис. 4.10) поле СКВ характеризується наявністю двох зон: зони мінімальної мінливості, що розташовується у тропіках з декількома окремими центрами, й зони максимальних значень СКВ над приантарктичними морями у високих широтах. У цій зоні теж спостерігається декілька окремих центрів. Ці дві зони розділяються в середніх широтах поясом великих меридіональних градієнтів. Особливо великі значення вони мають над Південноамериканським континентом та Тихим океаном. Осінню зона великої мінливості ЗВО формується уздовж антарктичного узбережжя, а на південний схід від Африки виділяється окремий осередок максимальних СКВ, який зберігається упродовж всієї осені (рис. 4.11).

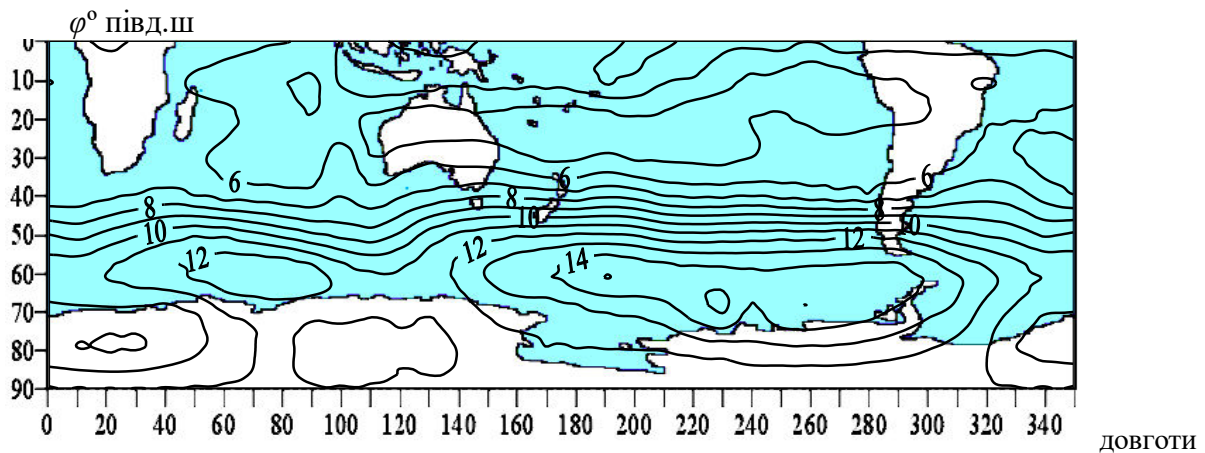


Рис. 4.10 – Поле середніх квадратичних відхилів ЗВО у січні

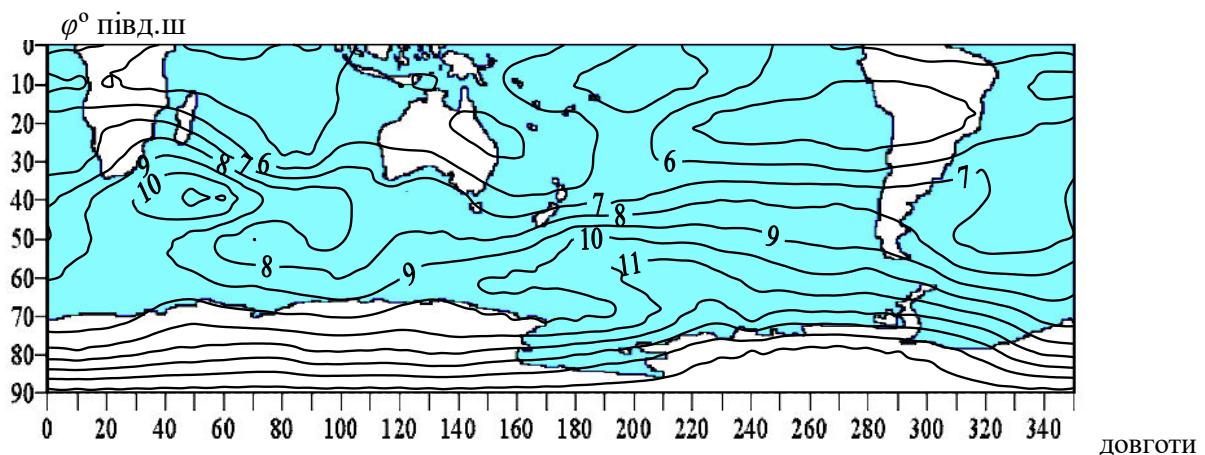


Рис. 4.11 – Поле середніх квадратичних відхилів ЗВО у квітні

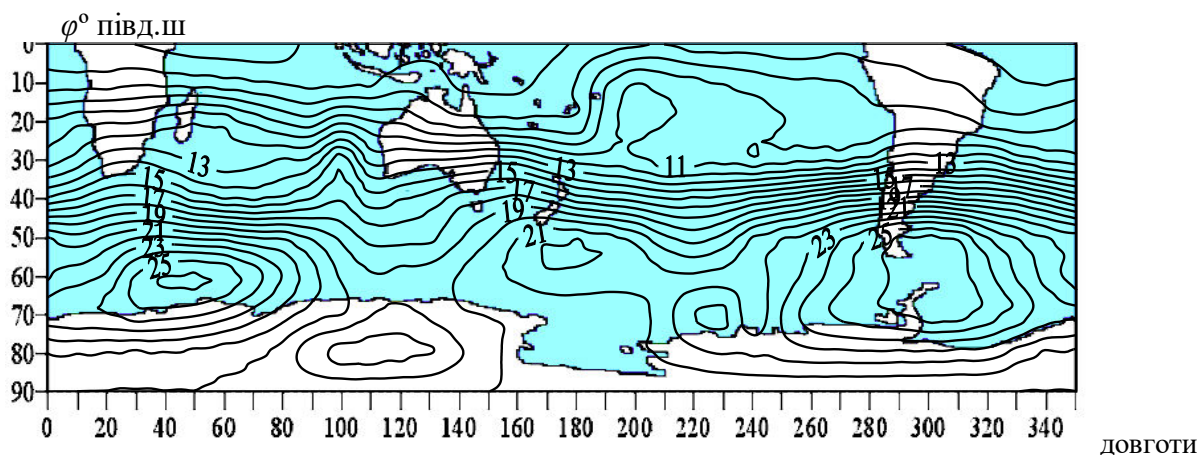


Рис. 4.12 – Поле середніх квадратичних відхилів ЗВО у липні

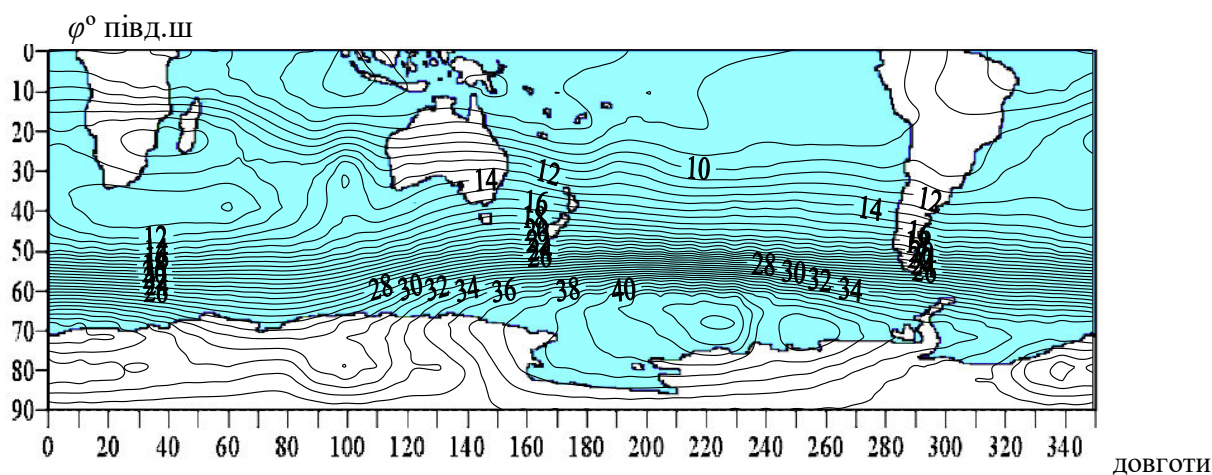


Рис. 4.13 – Поле середніх квадратичних відхилів ЗВО у жовтні

У зимові місяці (рис. 4.12) поля СКВ мають зовсім інший вигляд. По-перше, у середніх широтах ($30 - 50^\circ$ півд. ш.) формується зонально орієнтований пояс дуже значних меридіональних градієнтів СКВ, який охоплює південну частину Південної Америки й акваторію Тихого океану між цим континентом і Австралією. На захід від Австралії цей пояс поширюється у тропічну зону, а значення меридіональних градієнтів зменшується.

По-друге на південь від 50° півд. ш. розташовується зона максимальних значень СКВ з декількома центрами. Найбільші значення СКВ, що перебільшують 27 О.Д., спостерігаються у двох областях максимуму. Перший з них розташовується над протокою Дрейка і Антарктичним півостровом, другий – над Африканською антарктичною котловиною.

З наближенням до весни поля СКВ загального вмісту озону значно змінюють свій характер. По-перше, зона великих меридіональних градієнтів поступово пересувається на південь у широтну зону $50 - 70^\circ$ півд. ш. По-друге, у цій зоні значно зростають значення

меридіональних градієнтів СКВ (рис. 4.13). По-третє, значно звужується пояс максимальних значень СКВ й пересувається на узбережжя Антарктиди. Найбільші значення СКВ (біля 50 О.Д.) знаходяться в окремій області цієї зони, яка розташовується поблизу від моря Росса.

Вище розглянуті особливості структури багаторічних осереднених полів ЗВО. Вони висвітлюють лише загальні особливості змінення розподілу концентрацій O_3 за часом і у просторі. Тому велику зацікавленість викликають результати досліджень динамічних характеристик ЗВО. Як свідчать нещодавні дослідження, у розподілі озону в високих широтах південної півкулі спостерігаються як рухомі, так і квазістаціонарні планетарні хвилі. У останні десятиріччя минулого століття, а також на початку століття двадцять першого спостерігається збільшення планетарних хвиль унаслідок різниці темпів багаторічного зниження вмісту озону в області зонального максимуму й мінімуму. Як показано на рис. 4.14, такі максимуми й мінімуми спостерігаються й у осереднених полях ЗВО.

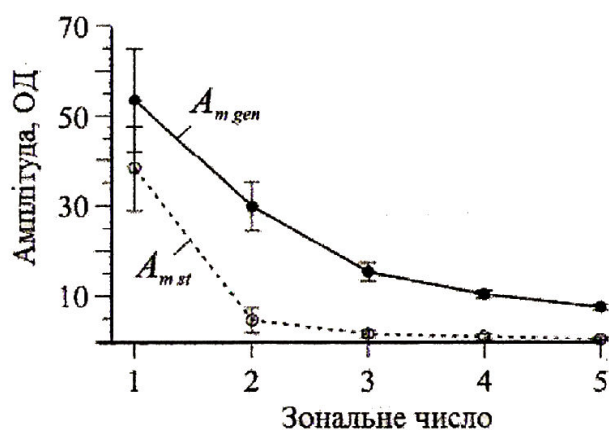


Рис. 4.14 - Амплітуди планетарних хвиль ($A_{m\ gen}$) та їх квазістаціонарної компоненти ($A_{m\ st}$) для зональних хвильових чисел $m=1-5$, усереднення за серпень - грудень 1979 - 2003 рр., 65° півд.ш.

Зазначена вище структура полів ЗВО у північній та південній півкулях, характер зонального розподілу його мінливості формуються під дією двох основних факторів: фотохімічних процесів утворення й руйнування озону й циркуляційних процесів у тропосфері й стратосфері.

Основним механізмом міжширотного обміну озоном є макротурбулентний перенос тропосферними й стратосферними вихорами синоптичного масштабу. На висотах, менших 200 гПа, їх внесок складає 47 – 72% у загальну мінливість концентрації озону.

У літню пору інтенсивність західно-східного переносу зменшується, а починаючи з висоти 20 км у стратосфері й мезосфері утворюється циркумполярний антициклон. Можливість у цей час утворення

меридіонального переносу суттєво зменшується, що приводить до обмеження можливості міжширотного обміну. Тому до початку осені відбувається поступове зменшення загального вмісту озону, а у вересні-жовтні у північній півкулі й березні-квітні у південній півкулі у річному ході вмісту озону спостерігається мінімум.

Над високими широтами обох півкуль взимку спостерігається циркумполярний циклонічний вихор з високими швидкостями західно-східного переносу. Перебудова характеру страто-мезосферної циркуляції з зимової на літню відбувається навесні. Вона супроводжується утворенням меридіональної циркуляції, завдяки якій має місце інтенсивний міжширотний обмін озоном. Тому у полярних районах утворюється весняний максимум концентрації озону у березні-квітні у північній і у жовтні у південній півкулі.

На змінення концентрацій озону впливають і процеси меншого масштабу. Під їх впливом мінливість середньодобових значень ЗВО у залежності від широт може досягати 150% від середньорічного значення. У північній півкулі на деяких озонотричних станціях концентрації O_3 часто зменшуються на 80-120 О.Д. Найбільш часті коливання ЗВО відбуваються у зоні 30 – 40° у весняні місяці. Спостерігаються й коливання вмісту озону з більшими періодами. Добре вираженим є квазідворічний цикл у коливаннях озону.

4.3.2 Вертикальний розподіл озону

Вимірювання концентрації O_3 відбувається за допомогою озонозондів – вимірювальних пристроїв, які піднімаються на балонах або метеорологічних ракетах, а також дистанційно на ШСЗ за допомогою спектрофотометрів. Вимірювання загального вмісту озону організоване також на мережі озонотричних станцій, які за допомогою спеціальних приладів - спектрофотометрів Добсона, спектрофотометрів Брюєра, фільтрових озонотричних – вимірюють ЗВО з поверхні Землі.

В останні роки широкого використання набули методи дослідження вмісту озону і його вертикального розподілу за допомогою спектрометрів надвисокої частоти (НВЧ), до яких відносяться хвилі міліметрового радіодіапазону. Дистанційне зондування озоносфери у цьому діапазоні дає можливість слідкувати за розподілом O_3 у стратосфері й мезосфері на висотах, починаючи з 27 км і до верхньої межі озоносфери.

Парціальний тиск озону поблизу від земної поверхні і у тропосфері досить малий. Він має значення від 1 до 4 мПа. При зростанні висоти він суттєво збільшується й досягає максимальних значень (10-30 мПа) у середньому між висотами 20 і 27 км. Вище цієї зони максимуму вміст

атмосферного озону з висотою різко падає. На рис. 4.15 наведено типові вертикальні профілі вмісту озону у низьких, середніх та високих широтах.

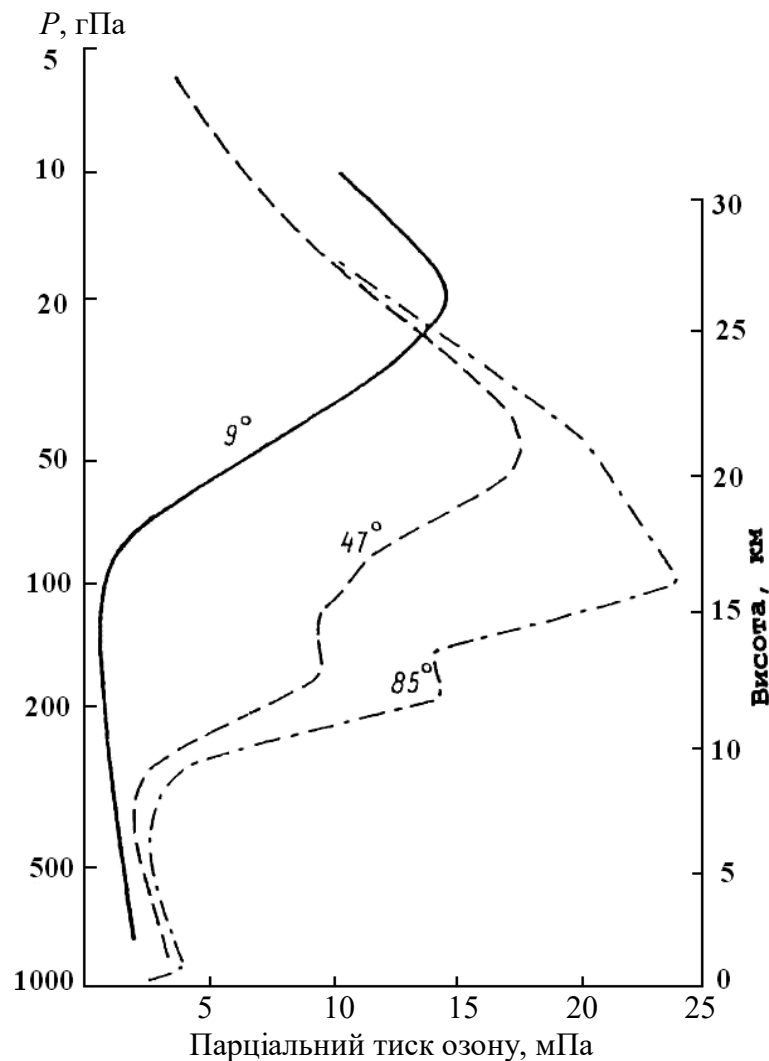


Рис. 4.15 – Середній вертикальний розподіл парціального тиску озону в низьких (9°), середніх (47°) і високих (85°) широтах

Криві показують, що у тропосфері розподіл O_3 з висотою порівняно однорідний: парціальний тиск мало змінюється з висотою, різниці його між різними широтами незначні. З певного рівня парціальний тиск озону починає швидко збільшуватись і досягає максимальних значень у тропіках на висотах 24-27 км, у середніх широтах – на висотах 19-21 км, у полярній області на висотах 13-15 км.

У полярних широтах спостерігається й найбільше значення в області максимуму (біля 24 мПа) парціального тиску. Відповідно до особливостей розподілу концентрацій озону на різних широтах була проведена типізація вертикальних профілів його концентрацій.

Тип А – тропічний. Він виявляється характерним для тропічних широт й відрізняється усталеним вертикальним положенням рівня, де починається різка зміна вмісту озону. Цей рівень називають озонопаузою. У тропічному типі озонопауза розташовується на висоті 17-19 км, а максимум концентрації озону – на висотах 25-26 км.

Тип В – помірний. Він спостерігається у помірних широтах і має озонопаузу на висоті 10-11 км, а максимум концентрації – на висоті 22-24 км. При цьому форма вертикального профілю концентрацій озону, а також його кількості, у різних широтах атмосфери більш мінлива, ніж у типу А.

Тип С – полярний. Він проявляється найбільш часто у полярних областях. У цьому типі висота озонопаузи може мати значення 6-7 км. Висота максимуму концентрацій розташовується на висотах 13-18 км.

Поряд з типами, що розглядалися вище, існує ще комбінований тип – тип Д. Він характеризується одночасною наявністю двох максимумів вмісту озону: основного на висотах 19-21 км і додаткового у шарі 11-14 км. Цей тип іноді спостерігається у полярних та помірних широтах.

Загальне уявлення про просторовий розподіл концентрації озону можна отримати з рис. 4.16, де міститься меридіонально-висотний розріз парціального тиску озону для березня-травня, тобто місяців, коли його концентрації у північній півкулі найбільші.

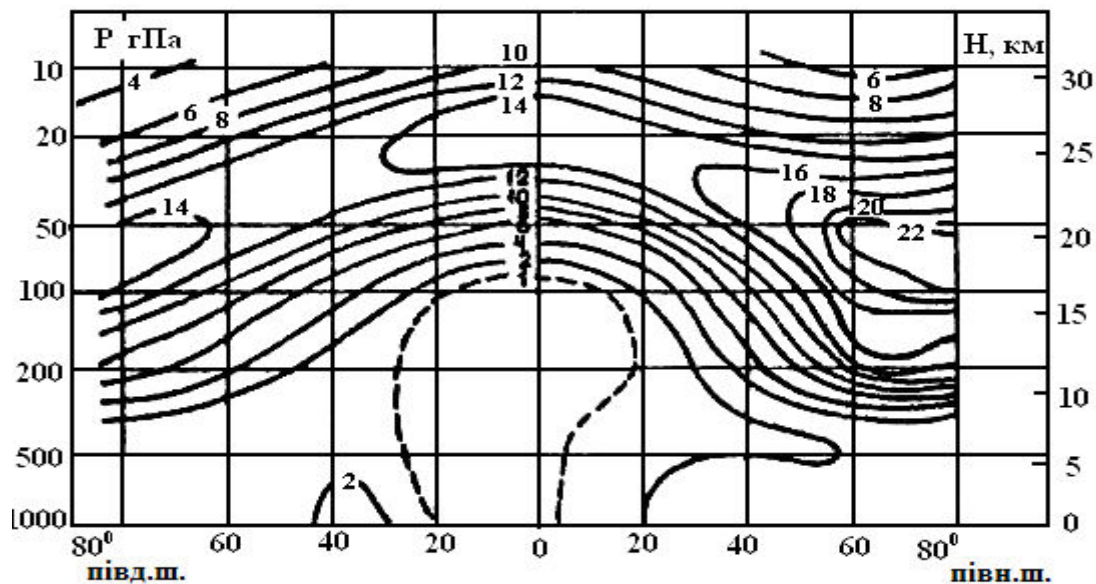


Рис. 4.16 – Меридіонально-висотний переріз парціального тиску O_3 для березня-травня (у мПа)

Як свідчить рис. 4.16, між рівнями 15-22 км над високими широтами обох півкуль розташовуються області великих значень парціального тиску (від 14 мПа й більше над Південним полюсом близько 22 мПа над

Північним). Великі значення майже 14-15 мПа спостерігаються й над тропічними широтами, але на більших висотах. Слід підкреслити, що в інші сезони позначений характер розподілу озону у загальному зберігається, проте концентрації його у різних широтних зонах, як вже зазначалося у попередньому розділі, значно змінюються.

Окрім широтно-сезонних варіацій вміст озону, особливо у шарі атмосфери з найбільшими його концентраціями, характеризується великою мінливістю з меншими часовими масштабами. Вона, як вище зазначалося, обумовлюється, по-перше, фотохімічними процесами і, по-друге, атмосферними рухами у горизонтальному та вертикальному напрямках. Наприклад, найбільші добові змінення вмісту озону, які спостерігаються в атмосфері у шарі нижче головного максимуму, можуть досягати 50-80%.

Вище 35 км також відзначаються сезонні варіації концентрацій озону. Максимальна амплітуда у його сезонному ході спостерігається близько 65 км, причому зимові значення концентрацій перевищують літні у 2,8 разу.

4.3.3 Озонові «дірки»

Перші відомості про аномалії у вмісті озону над Антарктидою були оголошені у 1984 р. на засіданні комісії з озону у Чубачі (Японія). Йшлося про те, що навесні 1982 р. на станції Сьова (69° півд.ш.) спостерігалися протягом багатьох днів незначні концентрації озону (близько 200 О.Д.).

У 1985 р. були опубліковані дані спостережень за концентраціями озону на британській станції Хейлі-Бей, які свідчили про різке зменшення вмісту O_3 кожної весни, починаючи з початку 80-х років.

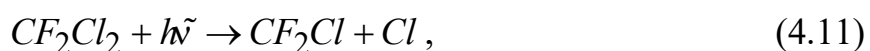
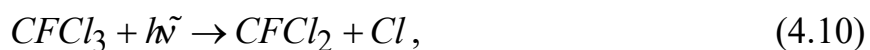
Під озоною «діркою» розуміють стале зменшення загального вмісту O_3 у полярних широтах південної півсфери у вересні-жовтні, а також більш пізніше утворення весняного максимуму. Весняний максимум настає у листопаді-грудні після зруйнування у стратосфері зимового циркумполярного вихору й збільшення меридіональної циркуляції між біляполюсною й субполярною зонами. Починаючи з 80-х років, руйнування циклонічного вихору починалося пізніше, лише у грудні. Крім того, спостерігалось зменшення загального вмісту (X) у зоні максимуму загального вмісту південної півкулі (50–60° півд.ш.). Ці факти виявлення цікавого й незрозумілого явища дали початок швидкому розвитку його експериментальних досліджень. У результаті цих досліджень більшість вчених прийшла до висновку, що утворення озонових «дірок» є першим сигналом руйнування захисного озонового шару.

Вважається, що причиною цього, крім впливів циркумполярного циклонічного вихору, є реакції озону з сполуками, які утримують хлор й інші активні речовини. Ці та інші речовини знайшли широке застосування

у аерозолях різних призначень, холодоагентах тощо. Найбільше застосування отримали: діхлордифторметан CF_2Cl_2 , трифторхлорметан CF_3Cl , трихлорфторметан $CFCl_3$, хлордифторметан CHF_2Cl . Ці сполуки отримали загальну назву фреонів. На перелічені сполуки у XX сторіччі припадало близько 90% виробництва всіх фреонів. Більшість із вироблених кількостей фреонів безпосередньо попадає в атмосферу при розпиленні різних дезодорантів, при аваріях холодильних приладів, кондиціонерів. Фреони не розпадаються в атмосфері й переносяться у стратосферу.

Фотохімічний розпад фреонів з виділенням активних атомів хлору відбувається під дією ультрафіолетової радіації на висотах стратосфери з довжиною хвилі $\lambda = 0,147 - 0,213$ мкм.

Це такі фотохімічні реакції:



У результаті фотодисоціації однієї молекули фреону утворюється два активних атома хлору. Другий атом утворюється шляхом реакції між радикалами фреонів з молекулами кисню, у результаті чого утворюється оксид хлору, який розпадається з відновленням атому хлору. Ці атоми хлору руйнують атмосферний озон. Хлорний цикл руйнування озону складає близько 80 реакцій.

Вимірювання вмісту фреонів в атмосфері показали, що їх концентрація до останнього часу збільшувалась. Наприклад, у період з 1971 до 1975 р. щорічний приріст фреонів складав 13-15%.

У 1977 р. була розгорнута у пресі компанія про можливості руйнування озонового шару фреонами. Це привело до різкого скорочення виробництва фреонів. Наприклад, у США у 1977 р. виробництво фреонів скоротилося на 51,8% порівняно з 1973 р.

Регулярні вимірювання концентрацій фреонів були організовані у пунктах, далеких від промислових регіонів: м. Барроу (Аляска), м. Мататула (Самоа). Дані цих спостережень свідчать про те, що має місце значна амплітуда зміни концентрації фреонів. Ця мінливість пояснюється періодичними надходженнями повітряних мас з індустріальних регіонів. У меридіональному напрямку концентрація різко зменшується з півночі на південь. На 60° півн.ш. концентрація фреону у 21 раз більше, ніж на 60° півд.ш. Але фреони попадають і у південну півкулю. В атмосфері

Антарктики концентрація фреону лише на 21-23% менша, ніж у штаті Вашингтон.

Крім фреонів, в атмосфері є й інші речовини, які містять озоноруйнуючі сполуки: бром, наприклад CH_3Br , а також йод, наприклад Cl_3I . Джерела їх антропогенні й природні. Найбільш небезпечною для озонового шару є сполука CH_3Br . Порівняно з хлором, бром має у 30-60 разів більшу руйнівну активність.

Галагеновмістні речовини попадають в атмосферу і у результаті природних процесів, а саме під дією вулканічної діяльності. Наприклад, в Антарктиді у пробах льоду, який утворився 1100-2600 років тому, був знайдений фреон $CFCl_3$. Над вулканом о. Кунашир у 1985 р. у його викидах теж були відстеженні фреони.

Крім зазначених чинників руйнування визначаються ще декілька:

1. Хмари, які складаються з $HNO_3 \cdot 3H_2O$ при температурі менше – 77 °С.
2. Полярні стратосферні хмари при температурах менше – 85 °С. Частота появи цих хмар пов'язана з температурою нижньої стратосфери. При зниженні температури вона збільшується. Осаджуючись зі швидкістю 2 км за тиждень, частки цих хмар переміщуються у тропосферу, витісняють з шару 15-25 км багато сполук, які також беруть участь у фотохімії O_3 . У першу чергу, це такі сполуки як $ClONO_2$, $BrONO_2$, HCl .

Часто бувають випадки, коли у листопаді й грудні виникають раптові стратосферні потепління. Вони призводять до руйнування полярного вихору, процесу випаровування стратосферних хмар. У результаті зменшується інтенсивність процесів фотохімічного руйнування озону, а озонові «дірки» заповнюються повітрям із середніх широт з нормальним вмістом O_3 .

Наведемо приклади утворення озонових «дірок» над південною півкулею.

У 1987 р. концентрація O_3 над Антарктидою у жовтні зменшилася на $\frac{1}{2}$ нормальної, а розмір озонової «дірки» досягав розміру Європи. Зменшення концентрації O_3 відбувалося в основному у шарі 12-24 км, тобто в області її максимуму в окремі дні озонозонди фіксували майже повну відсутність O_3 на деяких рівнях у шарі 15-20 км.

Рекордно низький вміст озону спостерігався на станції Амундсен-Скотт (на Південному Полюсі) у 1998 р. Загальний вміст його дорівнював 92 О.Д. У 90-х роках минулого століття наприкінці вересня і у жовтні над Антарктидою озон зникав майже повністю на висотах 13-20 км. На рис. 4.17 наводяться вертикальні профілі парціального тиску озону на антарктичній станції Сьова у жовтні 1967-1988 р. і у жовтні 1992 р.

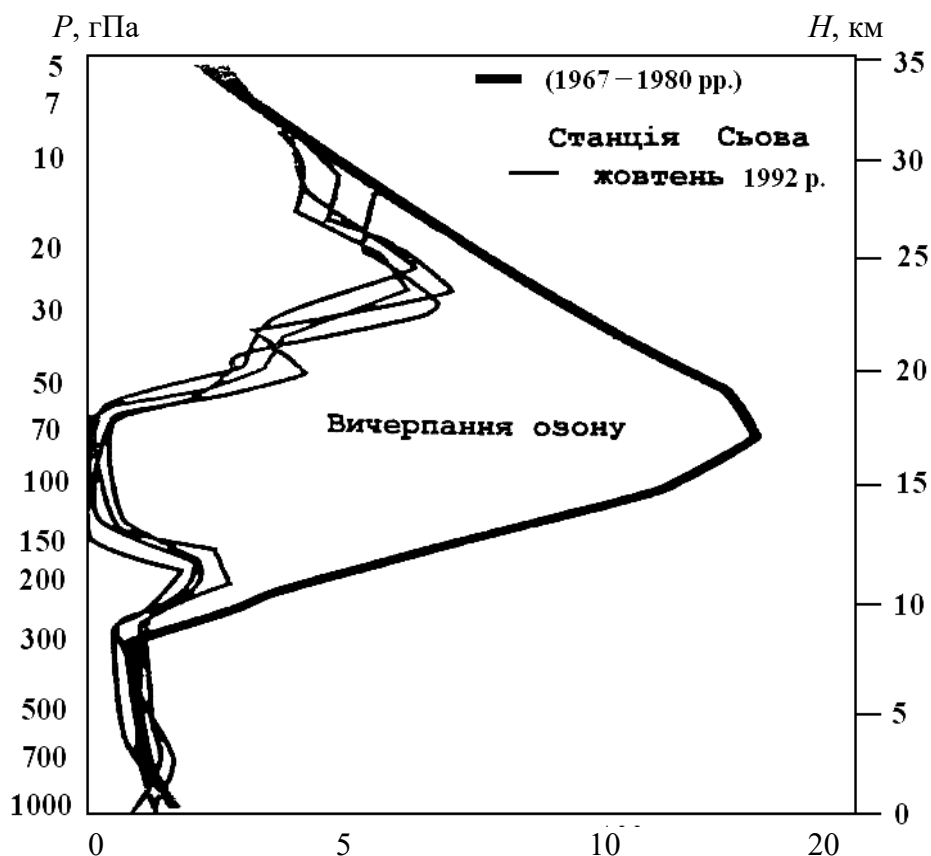


Рис. 4.17 – Вертикальні профілі озону на станції Сьова (69° півд. ш.) у жовтні 1992 р. і середній профіль O_3 за 1967-1980 рр.

Озонова дірка над Антарктидою починає утворюватись в серпні або на початку вересня, коли після повної темноти й екстремальних зимових холодів починає з'являтися Сонце. Низькі значення O_3 у серпні мають малу протяжність, тому їх називають міні-дірками. Вони надходять з низьких широт. Найбільш часто вони спостерігаються над Антарктичним півостровом й льодяним покривом східної частини Антарктики. Ці міні-дірки не мають нічого спільного з великомасштабною озоновою діркою.

Великомасштабні озонові дірки характеризують такими параметрами: розмір, тривалість існування, глибиною й формою. У свою чергу, глибина озонової дірки визначається дефіцитом маси озону (млн. т. O_3) й максимальною площею з вмістом O_3 нижче 50% норми для періоду, який передуює утворенню дірки. Розмір озонової дірки визначається, як область, де вміст O_3 становить менше 220 О.Д. Дефіцит маси O_3 розраховується шляхом складання втрат озону в області, де вміст озону більше ніж на 10% нижче норми, розрахованої для періоду, що передуює утворенню дірки. Нормою для періоду, який передуює виникненню озонової дірки, є середньодобовий вміст озону у конкретних точках у період до появи дірки (1964-1976 рр.).

У табл.. 4.3 наводяться порівняння параметрів озонових дірок у 1996 – 2002 рр.

Таблиця 4.3 – Порівняння озонових дірок у 1996-2002 рр.
(середньомісячні дані)

Рік	Площа озonoвої дірки (млн. км ²)				Глибина озonoвої дірки					Тривалість життя дірки (місяць)
					Дефіцит маси O ₃ (млн. т. O ₃)				Площа 350%нижче норми (млн. км ²)	
	макс	IX	X	XI	макс	IX	X	XI		
1996	25	20,5	17,5	11,5	46,5	37	39	36,5	9,5	4
1997	23	16	19	8	52,5	42,5	47,5	38,5	8,5	3
1998	26	20,5	20,5	12,5	51	44,5	45,5	38	13,5	4
1999	24	19,5	19,5	13	54	47,5	44	39,5	10	4
2000	27,5	24,5	18,5	2,5	57	46	33	26	14,5	3
2001	25	23,5	21,5	14,5	54	50	51	42,5	14,5	4
2002	19,5	12,5	6	0,5	34	26	20,5	20,5	2,5	3

Спостереження за допомогою спектрометра TOMS свідчать проте, що за 6 років, починаючи з 1978 р. площа озonoвої дірки збільшувалася. Це яскраво видно на рис. 4.17. У 2000 й 2001 рр. вона була найбільшою, а максимальна площа 27,5 млн. км² спостерігалася у середині вересня 2000 р. Середній розмір озonoвої дірки у цей місяць теж був найбільшим. З іншого боку, середня площа озonoвої дірки у жовтні й листопаді 2001 р. перевищувала всі, що спостерігалися раніше. У 1997 р. озonoва дірка мала найменші розміри порівняно з останніми роками у період з 1996 по 2001 рр. Тривалість існування озonoвої дірки складала 3-4 місяці. З 1985 по 1989 рр. вона існувала 2,5-3 місяці, крім того, починаючи з 1996 р., озonoва дірка почала утворюватись раніше.

Найбільшу глибину озonoва дірка мала у 2000 р. з максимумом дефіциту максимуму озону 57 млн. т.. Найменша глибина озonoвої дірки спостерігалась в 1996 – 2001 рр., а саме, у 1996 р. Починаючи з 1994 р., площа з вмістом озону менше 50% від норми стала значною. Вона становила більше 12 млн. км², за винятком 2002 р., тобто покривала більше ніж половину всієї площі Антарктичного континенту.

Як свідчать дані табл. 4.3, а також рис. 4.17 процеси утворення озonoвої дірки у 2002 р. відрізнялись від тих, що розглянуті вище: площа її стала досить значною у вересні, на початку жовтня озonoва дірка майже зникла, до середини жовтня знову збільшилася до 6 млн. км² й зникла у листопаді. У цьому році вона мала також найменші параметри глибини.

Антарктична озonoва дірка у значній мірі залежить від метеорологічних умов в стратосфері. Низькі значення температури над

Антарктикою приводять до утворення циркумполярного вихору, який охоплює Антарктичний континент й прилеглу частину Південного океану. Цей вихор обмежує, як вже зазначалося у попередніх розділах, міжширотній обмін повітряних мас у стратосфері й утворює низький температурний режим у стратосфері високих широт. Це сприяє утворенню полярних стратосферних хмар, які складаються з води й озонОВОЇ кислоти. При температурі нижче $-85\text{ }^{\circ}\text{C}$ ці хмари стають повністю кристалічними. Полярні стратосферні хмари є областями, де відбуваються реакції, які перетворюють менш реактивні молекули на більш реактивні їх форми, що у свою чергу призводить до руйнування озону. Як зазначалося вище, такі молекули утворюються із техногенних речовин, які вміщують хлор і бром. Починаючи з 80-х років минулого століття було зареєстроване зменшення концентрацій O_3 і у північній півкулі. Наприклад, у 1983 р. спостерігалось зменшення загального вмісту O_3 над Північною Америкою на 36 О.Д., над Європою – на 50 О.Д., у березні спостерігалось також зменшення загального вмісту O_3 і на сході північної півкулі у окремі роки, яке досягало 100 О.Д. і більше.

Проте умови, необхідні для формування озонових дірок, таких як у південній півкулі є мало ймовірними. Мінімальні температури арктичних зим є більш високими й мають більш часті коливання, ніж температури антарктичних зим. Отже, температури, необхідні для утворення полярних стратосферних хмар, спостерігаються більш рідко. Причиною цього є суттєві різниці між півкулями у розподіленні суші, океану й гір у середніх та високих широтах, що впливає на характер атмосферної циркуляції.

Контрольні запитання:

- 1 *Якими величинами характеризується вміст озону?*
- 2 *Чим пояснюється збільшення ЗВО при переході від тропічних до помірних широт?*
- 3 *У якій зоні у весняні місяці відбуваються найбільш часті коливання ЗВО?*
- 4 *За допомогою яких пристроїв здійснюється вимірювання концентрації O_3 ?*
- 5 *Як була проведена типізація вертикальних профілів концентрацій озону?*
- 6 *Що розуміють під озонОВОЮ «діркою»?*
- 7 *Що вважається причиною утворення озонОВОЇ «дірки»?*
- 8 *Назвіть речовини, які беруть участь в руйнуванні озону.*
- 9 *Від яких умов значною мірою залежить Антарктична озонОВА дірка?*
- 10 *Якими параметрами характеризуються великомасштабні озонОВІ дірки?*

5 Іоносфера Землі

5.1 Іоносферні процеси в атмосфері

Атмосфера Землі складається не тільки з нейтральних молекул й атомів, але і з позитивно й негативно заряджених іонів й вільних електронів. Завдяки наявності заряджених частинок атмосфера здатна проводити електрику, заломлювати, відбивати й поглинати радіохвилі.

Іони й електрони нерівномірно розподіляються за висотою. Їх концентрації мають окремі максимуми. Область атмосфери, яка містить в собі вільні електрони й іони у достатній кількості, щоб впливати на поширення радіохвиль, називається іоносферою. Нижня межа її знаходиться на висоті 60-80 км, а верхня – на висоті до 20 000 км. Іоносфера суттєво впливає на поширення радіохвиль і ступінь цього впливу залежить від їх довжини.

Іони й електрони в атмосфері утворюються у результаті зіткнень молекул й атомів та у процесі фотоіонізації. Розрізняють пружні й непружні співудари. У результаті пружного удару квантовий стан й число взаємодіючих частинок не змінюється, а змінюються тільки швидкість й напрямок їх руху. При непружному ударі змінюється квантовий стан молекули чи атома, тобто відбувається їх іонізація або збудження. Непружні удари, які призводять до іонізації частинок, називають ударами першого роду. Удари 2-го роду – це ударні взаємодії вже збуджених часток.

Фотоіонізація – це відрив валентного електрона від атома за рахунок поглинання кванта енергії випромінювання. Механізм прямої фотоіонізації має подібність до удару 1 роду, при цьому роль іонізуючої частинки відіграє квант випромінювання. На іонізацію молекули або атома, тобто на відрив одного валентного електрона й віддалення його від сфери дії ядра, витрачається визначена робота, яка називається роботою іонізації. Вона здійснюється за рахунок кінетичної енергії іонізуючої частинки або енергії кванта випромінювання. У табл. 5.1 наводяться експериментальні дані про роботу іонізації та довжини хвиль іонізації атмосферних газів.

З таблиці видно, що іонізація молекули окису азоту, яка найбільш легко іонізується, може бути здійснена тільки короткохвильовим випромінюванням, яке не досягає нижньої атмосфери. Тому процеси фотоіонізації можливі лише у верхніх шарах атмосфери.

Таблиця 5.1 – Робота іонізації для атмосферних газів
(у електрон – вольтах, ев)

Газ	Робота іонізації, ев	Довжина хвилі іонізації, мкм	Газ	Робота іонізації, ев	Довжина хвилі іонізації, мкм
O_2	12,08	0,1025	He	24,56	0,0504
O	13,61	0,0910	H_2	15,42	0,0802
O^+	35,10	0,0350	H	13,60	0,0912
N_2	15,58	0,0795	NO	9,25	0,1340
N	14,54	<0,070			

Розрізняють чотири основні чинники іонізації складових атмосфери:

1. Радіоактивне випромінювання. Завдяки радіоактивному розпаду із Землі відбувається еманация газу радону, при розпаді якого виникає α , β й γ - випромінювання, яке іонізує молекули повітря. Природний радіоактивний розпад у приземному шарі забезпечує близько 10 пар іонів у 1 см^3 за 1 с.

2. Космічні промені. Частинки високих енергій, які надходять в атмосферу Землі із космічного простору, на рівні моря створюють середню потужність іонізації, що дорівнює 2-4 парам іонів у 1 см^3 за 1 с. Зі збільшенням висоти до 18 км потужність іонізації збільшується пропорційно зростанню потоку космічних частинок.

3. Ультрафіолетове й рентгенівське випромінювання Сонця. Воно є головним іонізатором верхньої атмосфери (вище 40 км). Під його впливом в основному й утворюється іоносфера.

4. Корпускулярне випромінювання Сонця. При збільшенні сонячної активності корпускулярне випромінювання Сонця може створювати потужність радіації, яка порівняна (особливо у полярних районах) з потужністю електромагнітного випромінювання Сонця.

Поряд з процесом іонізації в атмосфері відбувається рекомбінація заряджених частинок з утворенням нейтральних молекул й атомів. Рекомбінація позитивного й негативного іонів (нормальна рекомбінація) відбувається переважно у нижніх шарах атмосфери. При цьому виникає одна чи дві нейтральні молекули. Рекомбінація позитивно зарядженого іона з електроном (захват електрона) характерна для високих шарів атмосфери. У цьому випадку виникає нормальна або збуджена молекула або атом. Оскільки швидкість процесів іонізації та рекомбінації, а також потужність іонізаторів на різних висотах різні, то концентрації іонів та електронів мають нерівномірний розподіл з висотою.

Перший максимум іонної концентрації спостерігається біля земної поверхні, другий на висоті 14-18 км. Перший обумовлюється природним радіоактивним випромінюванням, другий – дією космічних променів. Вище до висоти 40 км концентрація іонів зменшується й знову починає збільшуватись на висотах 60-80 км.

В області іоносфери концентрація електронів та іонів збільшується з висотою, досягаючи декількох максимумів, які відносяться до шарів D , E , F_1 і F_2 .

5.2 Основи теорії утворення іоносфери

Розглянемо основи теорії утворення іоносферного шару (за Чепменом). Вона побудована на таких початкових умовах:

- а) атмосфера складається з одного газу;
- б) іонізуюче випромінювання монохроматичне (тому індекс λ чи $\tilde{\nu}$ біля фізичних величин записувати не будемо);
- в) шари атмосфери плоскопаралельні;
- г) температура з висотою не змінюється ($T = const$);
- д) густина газу з висотою змінюється за експоненціальним законом

$$\rho_z = \rho_0 \exp\left[-\frac{z}{H}\right], \quad (5.1)$$

де H – висота однорідної атмосфери.

Як вже розглядалося вище, поглинання короткохвильової радіації у шарі dz дорівнює

$$dI_z = -\alpha \rho_z I_z \mu dz, \quad (5.2)$$

де I_z – інтенсивність радіації до надходження у поглинаючий шар;

α – масовий показник поглинання;

$\mu = \cos \epsilon h_\odot$ – ($h_\odot$ – кутова висота Сонця)

Підставимо рівність (5.1) у (5.2) і проінтегруємо останнє по z . Будемо мати

$$I_z = I_0 \exp\left[-\alpha \rho_0 H \mu \exp\left(-\frac{z}{H}\right)\right], \quad (5.3)$$

де I_0 – інтенсивність радіації на межі атмосфери.

Якщо підставити формулу (5.3) до рівняння (5.2), то отримаємо:

$$dI_z = \alpha \rho_0 \mu \exp\left(-\frac{z}{H}\right) I_0 \exp\left[-\alpha \rho_0 H \mu \exp\left(-\frac{z}{H}\right)\right] dz. \quad (5.4)$$

Потужність іонізації q_z пропорційна послабленню радіації на одиницю висоти, тобто

$$q_z = -\frac{c}{\mu} \frac{dI_z}{dz}, \quad (5.5)$$

де c – коефіцієнт, що характеризує іонізаційну здатність газу, який розглядається.

З урахуванням (5.4) рівняння (5.5) можна записати так

$$q_z = c \alpha \rho_0 I_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \exp\left[-\alpha \rho_0 H \mu \exp\left(-\frac{z}{H}\right)\right]. \quad (5.6)$$

Знайдемо висоту z_m , де потужність іонізації досягає максимуму. Для цього знайдемо похідну по z від рівності (5.6) і прирівняємо її до нуля. Будемо мати:

$$\begin{aligned} \frac{dq_z}{dz} = c \alpha \rho_0 I_0 \left\{ -\exp\left(-\frac{z_m}{H}\right) \cdot \frac{1}{H} \exp\left[-\alpha \rho_0 H \mu \exp\left(-\frac{z_m}{H}\right)\right] + \right. \\ \left. + \exp\left(-\frac{z_m}{H}\right) \exp\left[-\alpha \rho_0 H \mu \exp\left(-\frac{z_m}{H}\right)\right] \left(-\frac{1}{H} + \alpha \rho_0 \mu \exp\left(-\frac{z_m}{H}\right)\right) \right\} = 0 \end{aligned} \quad (5.7)$$

Будемо вважати, що $z \neq \infty$. Тоді рівність (5.7) дорівнює нулю, коли нулю дорівнює вираз в останній дужці, тобто

$$-\frac{1}{H} + \alpha \rho_0 \mu \exp\left(-\frac{z_m}{H}\right) = 0, \quad (5.8)$$

звідки

$$z_m = H \ln(\alpha \rho_0 H \mu). \quad (5.9)$$

Найбільше значення z_m має, коли Сонце знаходиться у зеніті $\left(h_{\odot} = \frac{\pi}{2}\right)$. Тоді $\mu = 1$ і

$$z_{m0} = H \ln(\alpha \rho_0 H). \quad (5.10)$$

Максимальну потужність q_{zm} ми отримаємо, якщо підставимо рівняння (5.9) до рівняння (5.6). Отримаємо

$$q_{zm} = \alpha I_0 \rho_0 \exp[-\ln(\alpha \rho_0 H \mu)] \exp[-\alpha \rho_0 H \mu \exp(-\ln(\alpha \rho_0 H \mu))]$$

або з урахуванням основної логарифмічної тотожності після очевидних скорочень

$$q_{zm} = \frac{cI_0}{H\mu e}. \quad (5.11)$$

У екваторіальній зоні у полудень $h_{\odot} = \frac{\pi}{2}$, $\mu = 1$ і

$$q_{zm0} = \frac{cI_0}{He}.$$

Якщо застосувати нову координату $z' = z - z_{m0}$, то рівняння (5.6) буде мати вигляд

$$q_{z'} = q_{zm0} \exp\left[1 - \frac{z'}{H} - \mu \exp\left(-\frac{z'}{H}\right)\right]. \quad (5.12)$$

Від потужності іонізації перейдемо до концентрації електронів. Оскільки в атмосфері позитивні іони й електрони утворюються парами, то можна вважати, що концентрації позитивних іонів n_+ й електронів n_e однакові, тобто

$$n_+ = n_e = N. \quad (5.13)$$

Зміни концентрації електронів за часом дорівнюють

$$\frac{dN_{z'}}{dt} = q_{z'} - \alpha N_{z'}^2, \quad (5.14)$$

де α – коефіцієнт рекомбінації. У випадку рівноваги процесів іонізації та рекомбінації

$$\begin{cases} q_{z'} = \alpha N_{z'}^2 \\ q_{m0} = \alpha N_{m0}^2 \end{cases} \quad (5.15)$$

З формул (5.12) і (5.15) маємо:

$$N_{z'} = N_{m0} \exp \frac{1}{2} \left[1 - \frac{z'}{H} - \mu \exp \left(-\frac{z'}{H} \right) \right]. \quad (5.16)$$

Неважко показати, що рівняння (5.16) близьке до параболічного. При $h_{\odot} \rightarrow \frac{\pi}{2}$; $\mu = 1$ і формула (5.16) набере вигляду

$$N_{z'} = N_{m0} \exp \left[1 - \frac{z'}{H} - \exp \left(-\frac{z'}{H} \right) \right]. \quad (5.17)$$

Якщо експоненціальну функцію розкласти у степеневий ряд, обмежуючись членами другого степеня, то отримаємо

$$N_{z'} = N_{m0} \left(1 - \frac{(z')^2}{4H^2} \right). \quad (5.18)$$

Отже ми отримали параболічний розподіл концентрації електронів за висотою відносно рівня максимальної концентрації. Як видно з рівняння (5.16), на визначеній висоті концентрація електронів залежить від кутової висоти Сонця (через μ) і від вертикального масштабу атмосфери (головним чином від розподілу температури за висотою). При зменшенні кутової висоти Сонця (збільшенні зенітної відстані $Z_c = \frac{\pi}{2} - h_{\odot}$) максимум концентрації електронів зменшується, а висота його розташування збільшується (рис. 5.1). За допомогою формули (5.16) можна проводити розрахунки для кутових висот Сонця $h_{\odot} \geq 25^\circ$ (або зенітної відстані $Z_c \leq 75^\circ$).

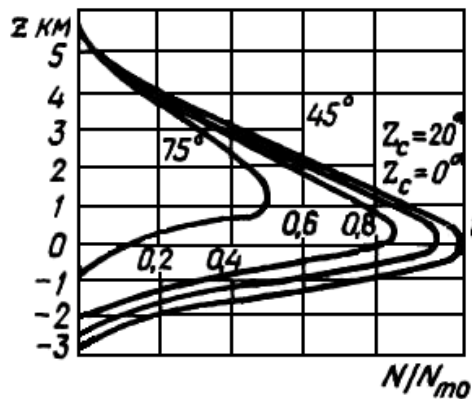


Рис. 5.1 – Розподіл концентрації електронів за висотою (відносно рівня максимуму) у залежності від зенітної відстані Сонця

Розподіл електронної концентрації залежить, як вже було відзначено, від розподілу за висотою температури повітря, який можна визначити через вертикальні градієнти температури. Чим більший останній, тим менш рельєфно виражений максимум концентрації (рис. 5.2).

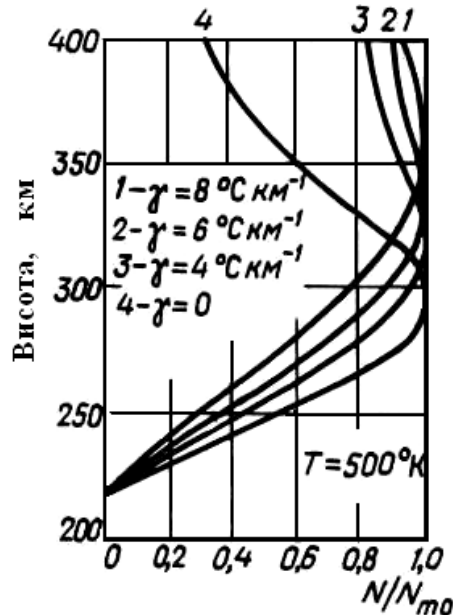


Рис. 5.2 – Розподіл концентрації електронів у залежності від вертикального градієнта температури

Порівняння теоретичних та експериментальних даних показує, що для внутрішньої іоносфери розподіл електронів задовільно апроксимується параболою, параметри якої (N_m і z_m) можуть бути розраховані за даними наземних іоносферних станцій.

5.3 Побудова іоносфери за результатами вимірювань

Експериментальні дослідження іоносфери з поверхні Землі, ШСЗ і ракет надали можливість встановити розподіл концентрації електронів за висотою. До запусків ракет й ШСЗ уявлення про будову іоносфери ґрунтувалось на основі аналізу висотно-частотних характеристик. Вважалось, що іоносфера складається із декількох іоносферних шарів (D , E , F_1 і F_2) з максимумами електронної концентрації, розташованими один над одним. Випромінювання із ШСЗ і ракет показало, що ці шари (області) іоносфери розмежовані не так чітко й перехід від одного до іншого відбувається монотонно без різкого зменшення концентрації електронів. Було встановлено, що електронна концентрація вище

максимуму шару F_2 до 1000 км зменшується більш повільно з висотою. Вище вертикальний градієнт концентрації збільшується, а з висоти від 1500 до 15000 км електронна концентрація майже стала і дорівнює 10^3 ел/см³. Від 15000 до 20000 км знову спостерігається значне зменшення концентрації (ефект коліна) до величини, яка характерна для міжпланетного простору (100 частинок у 1 см³). Основні параметри іоносферних шарів наведено у табл. 5.2

Таблиця 5.2 – Основні параметри іоносфери у середньому

Шар іоносфери	$z_{\max}$, км	T^o , К	n см ⁻³	N см ⁻³ , день		N см ⁻³ , ніч
				сонячна активність		
				максим	мінімум	
Д	70	220	$2 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^2$	~ 10
Е	110	270	$2 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^6$	$15 \cdot 10^5$	$\sim 4 \cdot 10^3$
F I	180	800-1500	$1,5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	—
F_2 (зима)	220-280	1000-2000	$(2 \div 5) \cdot 10^6$	$25 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$	$\sim 10^3$
F_2 (літо)	250-320		$(1 \div 3) \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$(2 \div 5) \cdot 10^3$

Розглянемо окремі характеристики іоносферних шарів:

Шар D існує тільки вдень, що обумовлене великою величиною коефіцієнта рекомбінації іонів та електронів на висотах, де розташовується цей шар. Вважається, що утворюється він у верхній частині у результаті іонізації молекул NO короткохвильовою радіацією Сонця, а у нижній частині – у результаті іонізації молекул N_2 і O_2 первинними космічними променями. Значне збільшення іонізації шару D відбувається після потужних сонячних спалахів, коли різко зростає інтенсивність рентгенівського випромінювання. Цей шар відбиває довгі радіохвилі й є основною поглинаючою областю середніх та коротких радіо хвиль.

Шар E існує цілодобово і виникає у результаті іонізації O_2 , N_2 і O ультрафіолетовою та рентгенівською радіацією з довжинами хвиль від 0,100 мкм до 0,030 мкм. Для цього шару характерно збереження постійних властивостей за часом. Він відбиває середні, а у деяких випадках і короткі радіохвилі.

Область F характеризується максимальною концентрацією електронів в іоносфері. Існує вона в основному за рахунок іонізації атомарного кисню

У границях 45° від підсонячної точки (літом, вдень) ця область розподіляється на два шари: F_1 і F_2 .

Шар F_1 за своїми властивостями подібний до шару E . Максимум іонізації у ньому спостерігається опівдні.

Шар F_2 відрізняється значними особливостями. Висота максимуму електронної концентрації й сама електронна концентрація зазнають значних коливань. Значну роль у змінах властивостей цього шару, як вважають, відіграють процеси нагрівання атмосфери, які спричиняють розширення іонізованого шару й зниження електронної концентрації. На розподіл електронів та іонів у шарі F впливає також дифузія. Положення максимуму шару F_2 вдень визначається рівнем фотохімічної рівноваги, а вночі – рівновагою між нейтралізацією і дифузією.

Нагадаємо, що іонізація у шарі F_2 відбувається як короткохвильовим, так і корпускулярним випромінюванням Сонця.

Вище максимуму шару F_2 розташовується зовнішня іоносфера. У цій області не визначено ніяких максимумів. Електронна концентрація монотонно зменшується з висотою. На структуру зовнішньої іоносфери значний вплив чинить магнітне поле Землі. У зв'язку з цим, у цій області спостерігається не широтна симетрія, а симетрія відносно магнітного екватора: лінії рівної електронної концентрації витягуються уздовж магнітних силових ліній.

5.4 Просторово-часові зміни характеристик іоносфери

Для іоносфери існує визначення критичної частоти розповсюдження радіохвиль. Її максимальне значення не перевищує 16 МГц. Максимальна частота при куті підняття радіопроменя 0° дорівнює 48 МГц. Отже, радіохвилі з частотою $f > 48$ МГц ніколи не віддзеркалюються іоносферою, а з $f < 16$ МГц відбиваються від неї при відсутності іоносферних збурень.

Електронна концентрація, висоти максимуму концентрації й критичні частоти іоносферних шарів мають значні коливання у залежності від часу доби, пори року, широти й сонячної активності.

Добовий хід. Добовий хід критичних частот і максимуму концентрацій електронів, від якого вони залежать, у шарах E і F_1 приблизно відображають зміни $h_\odot$. Максимальне значення критичної частоти спостерігається ополудні за місцевим часом (рис. 5.3)

Як видно з рис. 5.3, криві добового ходу для шару F_2 мають два яскраво визначених типи: літній та зимовий. Взимку спостерігається

максимум критичної частоти на значних висотах іоносфери, який дещо запізнюється відносно полудня, і глибокий мінімум у передсвітанкові часи. Літня крива добового ходу більш згладжена. Вона має два нечітко видимих максимуми – у передполуденні й передвечірні часи.

Висоти шару F_1 літом і шару F_2 зимою мають помітний мінімум опівдні.

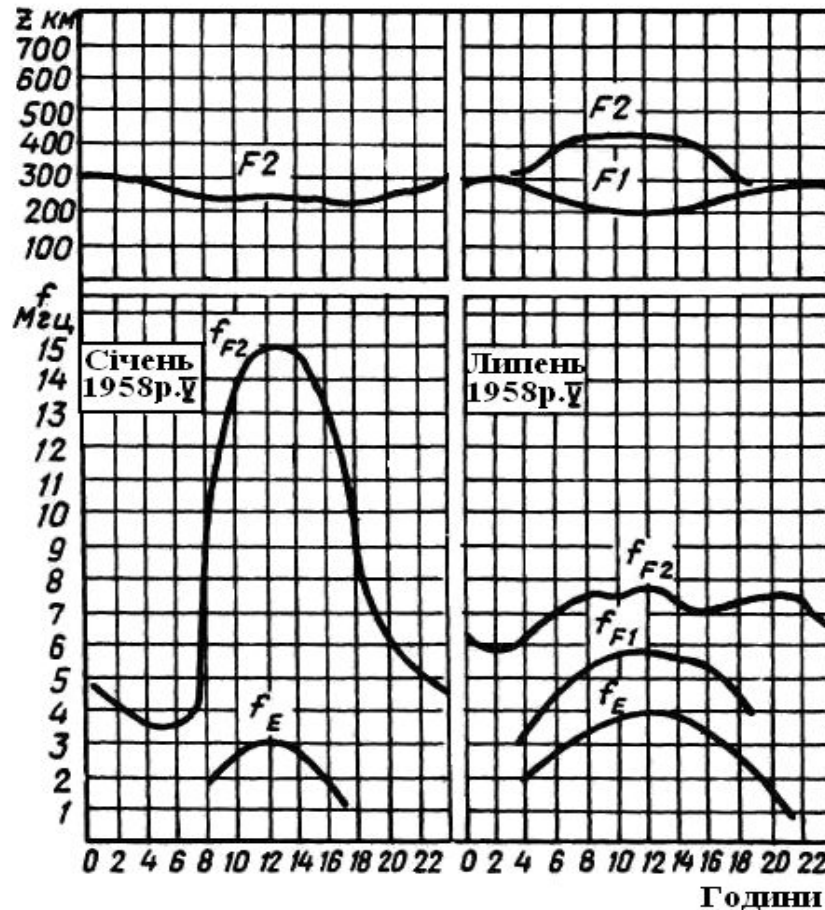


Рис. 5.3 – Добовий хід критичних частот й діючих висот

Сезонний хід. Критичні частоти шарів E і F_1 у літні місяці більші, ніж взимку і восени. Критична частота шару F_2 протягом року має два максимальних значення – на початку і наприкінці зими. На рис. 5.4 наведено осереднений розподіл за висотами концентрацій електронів взимку і влітку. Взимку у шарі F_2 максимальна концентрація електронів має більше значення і розташовується нижче, ніж влітку

Широтний хід. Зміни критичних частот шарів E і F_1 за широтою відповідають змінам висоти Сонця.

За експериментальними даними, критична частота шару F_2 має простий зв'язок з магнітним схиленням. В області магнітного екватора критична частота $f_{кр}$ шару F_2 має мінімум, зі збільшенням магнітного схилення на північ і південь $f_{кр}$ шару F_2 збільшується і при магнітному схиленні $28-38^\circ$ досягає максимуму. При подальшому збільшенні магнітного схилення $f_{кр}$ шару F_2 зменшується.

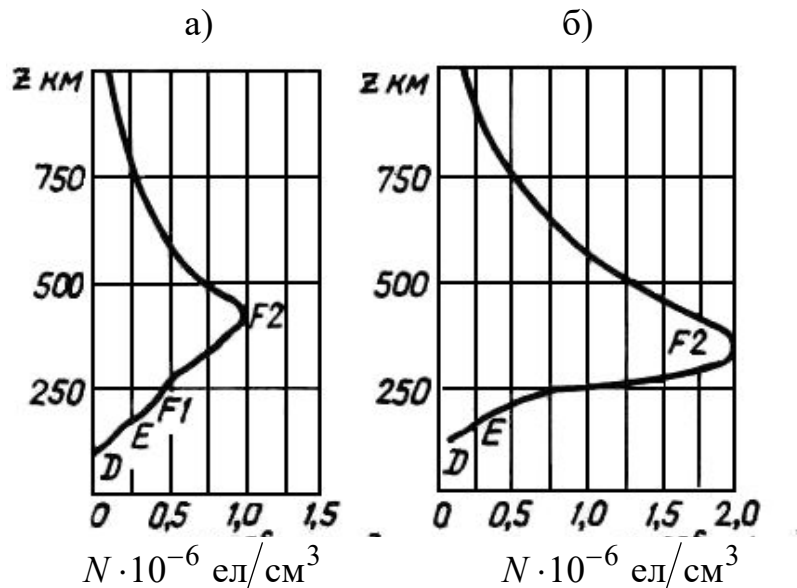


Рис. 5.4 – Осереднений розподіл концентрації електронів за висотою:
а) літо; б) зима

Вплив сонячної активності. Протягом 11-річного циклу сонячної активності встановлено прямий кореляційний зв'язок між середньорічним відносним числом сонячних плям і величиною концентрації електронів в іоносфері.

Існує яскраво виражена реакція області F на зміни сонячної активності. При збільшенні інтенсивності сонячного радіовипромінювання на довжині хвилі $\lambda = 10,7$ см висота максимуму шару F_2 збільшується, а сам максимум стає більш пологим. Цей ефект в іоносфері пов'язується з варіаціями густини нейтральної атмосфери в області F .

Під впливом нерегулярних змін сонячної активності відбуваються іоносферні збурення, які призводять до значних змін параметрів іоносфери, а також порушень радіозв'язку на коротких хвилях.

5.5 Іоносферні збурення

Іоносферні збурення виникають під дією процесів на Сонці. Вони можуть охоплювати окремі іоносферні шари або всю іоносферу у цілому.

Іоносферні збурення у нижній іоносфері (шари D і E) призводять до поглинання радіохвиль короткохвильового діапазону і припинення зв'язку на цих хвилях.

Розрізняють три типи аномального поглинання радіохвиль:

1. Раптові іоносферні збурення (SID – sudden ionospheric disturbance) – несподіване припинення радіозв'язку у короткохвильовому діапазоні на всій освітленій півсфері Землі тривалістю від декількох хвилин до 1 години. Такий ефект є наслідком збільшення іонізації у шарі D , а іноді і у шарі E . Початок поглинання радіохвиль співпадає за часом з початком сонячного спалаху. При таких іоносферних збуреннях покращується радіозв'язок на довгих хвилях і раптом посилюються атмосферіки (10-15 кГц).

2. Поглинання за типом полярних сьйв (ППС) – поглинання радіохвиль, пов'язане з активними полярними сьйвами й магнітними збуреннями. Вони спостерігаються головним чином вночі і можуть тривати протягом декількох годин. Причина цього явища – збільшення частоти зіткнень електронів у верхній частині шару D і нижній частині шару E завдяки збільшенню концентрації електронів або збільшенню електронної температури.

3. Поглинання у полярній шапці – ППШ (PSA – polar cap absorption) – поглинання радіохвиль у приполюсних областях через кілька годин після початку інтенсивного сонячного спалаху тривалістю 2-3 днів і більше. ППШ спостерігається у широтах вищих зони полярних сьйв одночасно в обох півкулях. Але моменти початку, інтенсивності і тривалості ППШ можуть суттєво відрізнятися через різні умови освітленості. Інтенсивність поглинання вдень більша, ніж уночі.

Основною причиною ППШ є збільшення іонізації у нижній частині іоносфери (шар D), обумовлене потоком енергійних протонів – сонячних космічних променів. Кількість подій ППШ добре корелює з частотою появи інтенсивних сонячних спалахів. Максимальне число випадків ППШ спостерігається у термін осіннього рівнодення, мінімальне – перед весняним рівноденням, а добовий максимум – опівночі.

При проходженні великих груп сонячних плям через центральний меридіан Сонця посилюється дія сонячного корпускулярного випромінювання на атмосферу Землі, тобто відбувається її нагрівання і іонізація. В результаті нагрівання відбувається розширення атмосфери, що спричиняє зменшення електронної концентрації у шарі F_2 . Якщо

переважає процес іонізації, то електронна концентрація збільшується, що приводить до збільшення критичної частоти шару F_2 .

Розрізняють три типи атмосферних збурень у шарі F_2 :

1. Негативне збурення – протягом усього терміну тривалості збурення спостерігається значне зниження критичної частоти $f_{кр}$ у шарі F_2 .
2. Двофазне збурення – спочатку збурення протягом декількох часів відбувається збільшення $f_{кр}$ шару F_2 , а потім настає значне її зниження ($\Delta f_{кр} = 40 \div 80\%$), яке триває декілька діб.
3. Позитивне збурення – протягом декількох діб відбувається збільшення $f_{кр}$ шару F_2 . Найбільше зростання критичної частоти відбувається у приполярних областях і поступово зменшується до низьких широт.

Іоносферні збурення у шарі F_2 спочатку спостерігаються у високих широтах, а потім вже у помірних і низьких. Вони, як правило, супроводжуються збуреннями у магнітному полі Землі.

Контрольні запитання:

- 1 *Яка область атмосфери називається іоносферою?*
- 2 *Дайте визначення процесу фотоіонізації.*
- 3 *Назвіть чотири основні іонізатори атмосфери.*
- 4 *З яких іоносферних шарів складається іоносфера?*
- 5 *Чому виникають іоносферні збурення?*
- 6 *До чого приводять іоносферні збурення у нижній іоносфері?*
- 7 *Які три типи аномального поглинання радіохвиль розрізняють?*
- 8 *Які три типи аномального поглинання радіохвиль розрізняють у шарі F_2 ?*

6 Магнітне поле Землі

6.1 Елементи магнітного поля

Як і деякі інші небесні тіла, Земля має власне магнітне поле. Воно спричиняється процесами, які протікають під земною корою у квазірідкому ядрі, але викликає великий інтерес у зв'язку з тим, що магнітне поле чинить вплив на процеси верхньої атмосфери, оскільки з ним пов'язані рухи заряджених частинок. Магнітне поле відіграє велику роль в утворенні таких геофізичних явищ, як полярні сяйва, магнітні бурі, іоносферні збурення тощо.

Основною характеристикою магнітного поля є вектор напруженості $\vec{F}$, який дає можливість описати стан поля у різних точках простору. З метою вивчення особливостей розподілу магнітного поля і його змін по поверхні Землі і у просторі, вектор напруженості магнітного поля $\vec{F}$ розкладають на складові у прямокутній системі координат (x, y, z) . Вісь x спрямовують за дотичною до географічного меридіана з півдня на північ, вісь y – за дотичною до паралелі з заходу на схід, вісь z – вертикально вниз (у надір). Вектор напруженості, його складові й кути між ними називають елементами магнітного поля Землі. До них відносяться: $\vec{F}$ – повна напруженість магнітного поля, H – горизонтальна складова, тобто проекція вектора $\vec{F}$ на площину oxy , Z – вертикальна складова напруженості магнітного поля (позитивні значення при напрямку донизу); X і Y – складові напруженості по осях ox і oy відповідно; D – магнітне схилення – кут між географічним та магнітним меридіанами (позитивний при східному схиленні); I – магнітне нахилення – кут між вектором $\vec{F}$ і горизонтальною площиною $хоу$ (позитивне у напрямку надіра). Елементи магнітного поля зображено на рис. 6.1. Вони мають зв'язок між собою, що визначається такими співвідношеннями:

$$F = \sqrt{H^2 + Z^2} = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} = H \sec I, \quad (6.1)$$

$$X = H \cos D, \quad (6.2)$$

$$Y = H \sin D, \quad (6.3)$$

$$\operatorname{tg} D = \frac{Y}{X}. \quad (6.4)$$

Напруженість магнітного поля виражають у гаусах (Гс), але для вивчення часових варіацій магнітного поля у космічному просторі застосовують і меншу одиницю – гамма (γ). Відповідність між цими одиницями така $1 \text{ Гс} = 10^5 \gamma$. Магнітне схилення D і магнітне нахилення I вимірюються у кутових градусах і хвилинах.

Для представлення результатів спостереження за елементами магнітного поля використовуються магнітні карти. На цих картах проведено ізолінії елементів магнітного поля, а саме: магнітного схилення (ізолінії називаються ізогонами), магнітного нахилення (ізоклини), а також величин F, H, X, Y, Z (ізодинами).

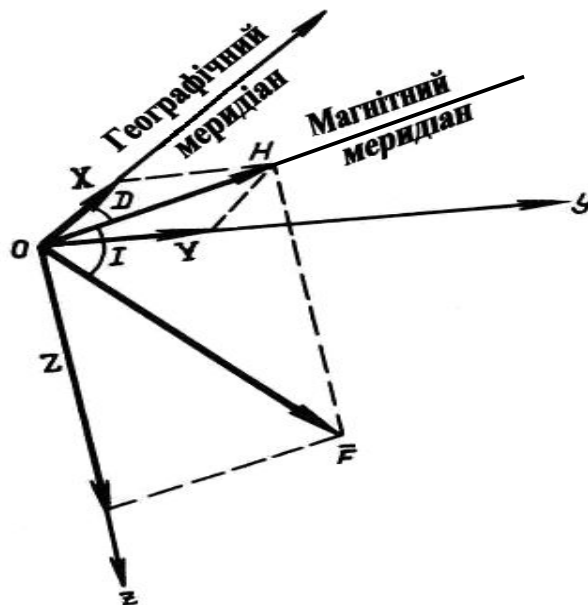


Рис. 6.1 – Елементи магнітного поля Землі

Оскільки елементи магнітного поля змінюються за часом, складання карт елементів магнітного поля відносять до визначеного часу. Цей час називають епохою. Він відповідає 1-му липня року, кратному 5 або 10.

6.2 Структура магнітного поля біля земної поверхні

На світових магнітних картах можна знайти дві точки, де горизонтальна складова H магнітного поля дорівнює нулю ($H = 0$), а магнітне нахилення дорівнює 90° ($I = 90^\circ$). Ці точки називають магнітними полюсами: північний магнітний полюс (ПнМП) і південний магнітний полюс (ПдМП). Вони не співпадають з географічними

полюсами. Географічні координати магнітних полюсів змінюються з часом, наприкінці 80-х років вони були такими:

$$\text{І І І} : \varphi = 74^{\circ} \text{ І}^{\circ} \text{ І}^{\circ} \text{ І}^{\circ}, \lambda = 259^{\circ} \text{ І}^{\circ} \text{ І}^{\circ} \text{ І}^{\circ}$$

$$\text{І І І} : \varphi = 68^{\circ} \text{ І}^{\circ} \text{ І}^{\circ} \text{ І}^{\circ}, \lambda = 144^{\circ} \text{ І}^{\circ} \text{ І}^{\circ} \text{ І}^{\circ}$$

Два полюси не є діаметрально протилежними точками на земній півкулі.

Найбільше значення горизонтальна складова магнітного поля H має біля магнітного екватора і становить близько 0,4 Гс. Вертикальна складова має максимальне значення близько 0,7 Гс біля магнітних полюсів й зменшується до нуля поблизу екватора. Положення магнітних полюсів на поверхні Землі змінюються з часом.

Якщо проводити аналіз ізоліній елементів магнітного поля на магнітних картах, то можна побачити, що на них визначаються області, де магнітне поле помітно відрізняється від поля сусідніх районів. Це приводить до змін монотонного характеру зменшення або збільшення значень елементів магнітного поля з відстанню. Такі області називають магнітними аномаліями. Для них є характерними зміни градієнтів елементів магнітного поля. Якщо градієнт нормального поля становить декілька гамм на кілометр, то у магнітних аномаліях він може досягати десятків і навіть сотень гамм на кілометр.

Магнітні аномалії поділяють на локальні, регіональні та світові. Локальні, або місцеві, аномалії – це спотворення магнітного поля з масштабом у декілька кілометрів. Регіональні аномалії охоплюють десятки й сотні кілометрів. Вони можуть вміщувати в собі локальні аномалії. Чинником локальних й регіональних аномалій є різниці у магнітних властивостях гірських порід, які залягають на глибинах до 40-50 км. Типовою регіональною аномалією є Курська магнітна аномалія, яка більшою своєю частиною розташовується в Курській області й поширюється на Орловську, Воронежську та Харківську області. Обумовлена вона великими залізорудними родовищами у цих областях.

Світові магнітні аномалії охоплюють великі простори, порівняні з континентами. Пов'язані вони з неоднорідностями глибоких шарів земної кулі. До таких аномалій відносяться, наприклад, Східно-Азіатська материкова аномалія, Південно-Атлантична або Бразильська аномалія. В Бразильській аномалії спостерігається найменше значення Z на земній кулі. Воно становить 0,25 Гс.

Для розуміння природи геомагнітного поля й варіацій його елементів необхідно знати причини його походження. З цього питання існує декілька точок зору. Найбільш прийнятою є динамо-теорія.

Згідно з динамо-теорією, причиною земного магнетизму є електричні струми, які генеруються у зовнішній частині ядра Землі. Утворення цих токів обумовлене конвективними рухами у рідкій частині ядра, які підтримуються енергією радіоактивного розпаду хімічних елементів. Наявність навіть дуже слабкого магнітного поля у рідині, яка рухається у рідкій металічній масі, утворює індукційні токи, які у свою чергу обумовлюють вторинне більш інтенсивне магнітне поле. При такому магнітогідродинамічному процесі може існувати декілька сталих систем, які й утворюють магнітне поле Землі й його світові аномалії.

6.3 Математична модель магнітного поля Землі

Магнітні карти дають уявлення про розподіл магнітного поля уздовж Земної поверхні. Для розгляду структури елементів магнітного поля у просторі зручно це зробити за допомогою його математичної моделі.

Магнітне поле Землі у першому наближенні можна розглядати як магнітне поле однорідно намагніченої кулі. Тоді напруженість поля $\vec{F}$ у всіх точках усередині кулі буде мати однаковий напрямок і величину, а поза поверхнею кулі її поле буде еквівалентним полю диполя, який розташовано у центрі кулі. Тому приблизно на відстані двох-трьох радіусів Землі R_3 від земної поверхні геомагнітне поле у верхній атмосфері можна розглядати як поле диполя, полюси якого, що мають назву геомагнітних полюсів (ГМП), мають координати:

$$\text{Північний полюс : } \varphi = 78^\circ \text{ північ. ш.}, \lambda = 68^\circ \text{ захід. д.}$$

$$\text{Південний полюс : } \varphi = 78^\circ \text{ півд. ш.}, \lambda = 248^\circ \text{ захід. д.}$$

При цьому вісь диполя повинна бути нахиленою до осі обертання Землі під кутом $11,5^\circ$, а південний полюс диполя спрямований до північного полюсу Землі (рис. 6.2).

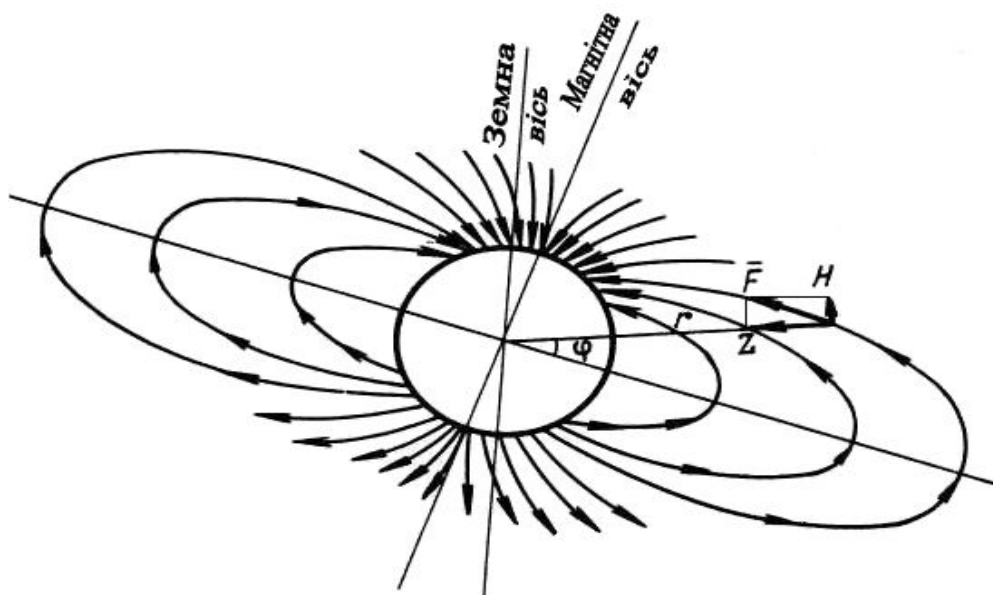


Рис. 6.2 – Магнітне поле однорідно намагніченої кулі

Напруженість поля у такому випадку задається формулою

$$F(r, \Phi) = \frac{M}{r^3} \left(1 + 3 \sin^2 \Phi\right)^{1/2}, \quad (6.5)$$

де M – дипольний момент, що для Землі дорівнює $8,06 \cdot 10^{25}$ Гс $\cdot$ см³;

r – відстань від центра диполя;

Φ – геомагнітна широта, ($\Phi = 90^\circ - \alpha$, де α – кут між віссю диполя і заданою точкою А).

Компоненти поля у напрямку r і магнітної широти Φ описуються формулами:

$$F_r = -\frac{2M \sin \Phi}{r^3}, \quad (6.6)$$

$$F_\Phi = -\frac{2M \cos \Phi}{r^3}. \quad (6.7)$$

Формули (6.5) – (6.7) широко використовуються у розрахунках електромагнітних процесів у верхній атмосфері.

Рівняння магнітної силової лінії диполя у полярній системі координат (r, Φ) має такий вигляд:

$$r = r_0 \cos^2 \Phi, \quad (6.8)$$

де r_0 – максимальна відстань від центра до силової лінії у площині геомагнітного екватора, де $r = r_0$ при $\Phi = 0$.

У фізиці магнітосфери прийнято використовувати відстань у радіусах Землі R_3 . Тоді, якщо позначити $r/R_3 = R$, то отримаємо, що напруженість магнітного поля описується формулою

$$F(R, \Phi) = \frac{0,32}{R^3} (1 + 3 \sin^2 \Phi)^{1/2}, \quad (6.9)$$

де F у гаусах (Гс), а константа 0,32 Гс дорівнює напруженості поля у поверхні Землі на екваторі.

З урахуванням цих позначень рівняння магнітної силової лінії записується у вигляді

$$R = R_0 \cos^2 \Phi, \quad (6.10)$$

де R і R_0 вимірюються у земних радіусах.

Напруженість у точці перетину силової лінії з геомагнітним екватором (F_e) дорівнює

$$F_e = \frac{0,312}{R^3}, \quad (6.11)$$

а напруженість уздовж магнітної силової лінії визначається формулою

$$F(R, \Phi) = F_e(R) \frac{\sqrt{4 - 3 \cos^2 \Phi}}{\cos^2 \Phi}. \quad (6.12)$$

На відстанях $r > 4R_3$ дипольна модель геомагнітного поля уже непридатна, оскільки це поле на таких відстанях суттєво спотворюється сонячним вітром, під яким, як вже зазначалося, розуміється потік речовини, яка складається з електронів, протонів і невеликої кількості (близько декількох відсотків) α – частинок й важких ядер і випромінюється Сонцем у процесі розширення сонячної корони. Сонячний вітер спостерігається завжди, його швидкість змінюється у межах $200 - 700 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Енергія упорядкованого руху значно перевищує енергію хаотичних рухів, а потік енергії поширюється від Сонця майже радіально і складає 0,1 сонячного ультрафіолетового потоку, тобто $10^{-4} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$. Флуктуації сонячного вітру мають періоди від хвилин до декількох годин, а густина частинок становить $3 - 10 \text{ см}^{-3}$ з найбільш характерним значенням 5 см^{-3} . Енергія протонів дорівнює близько 0,5 кеВ, а електронів – близько 0,25 кеВ.

6.4 Магнітосфера Землі

Магнітне поле Землі не поширюється до нескінченності. У результаті впливу сонячного вітру відбувається його локалізація у просторі.

Область навколоземного простору, всередині якої знаходиться магнітне поле, і яка охоплюється сонячним вітром, називається магнітосферою Землі.

Вимірювання за допомогою космічних апаратів дали можливість отримати конфігурацію стаціонарного геомагнітного поля. Результати вимірювань показали, що фактична напруженість магнітного поля є близькою до розрахункової, яка зменшується обернено пропорційно кубу відстані. На відстанях 18000-22000 км відмічається деякий мінімум напруженості поля (рис. 6.3). Вважається, що чинником його є кругові електричні токи, які течуть у радіаційному поясі навколо земної кулі.

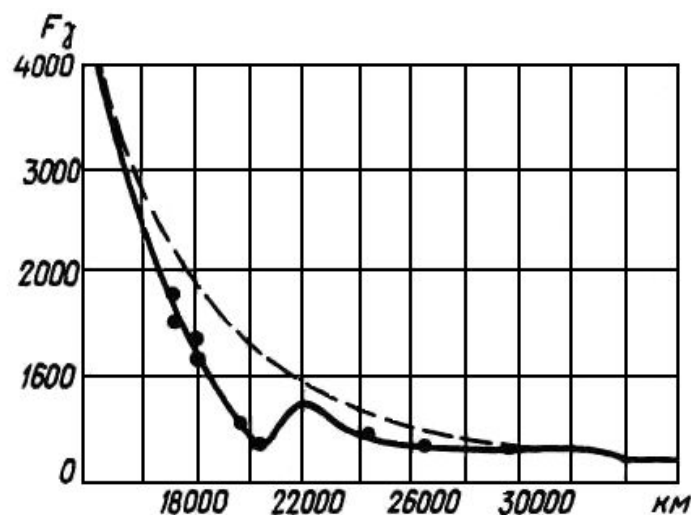


Рис. 6.3 – Зміни напруженості магнітного поля Землі з висотою

На рис. 6.4 зображено схему магнітосфери Землі, яка побудована на основі експериментальних вимірювань за допомогою ШСЗ. При цьому показано меридіональний переріз магнітосфери площиною, що проходить через вісь магнітного поля і лінію Земля – Сонце.

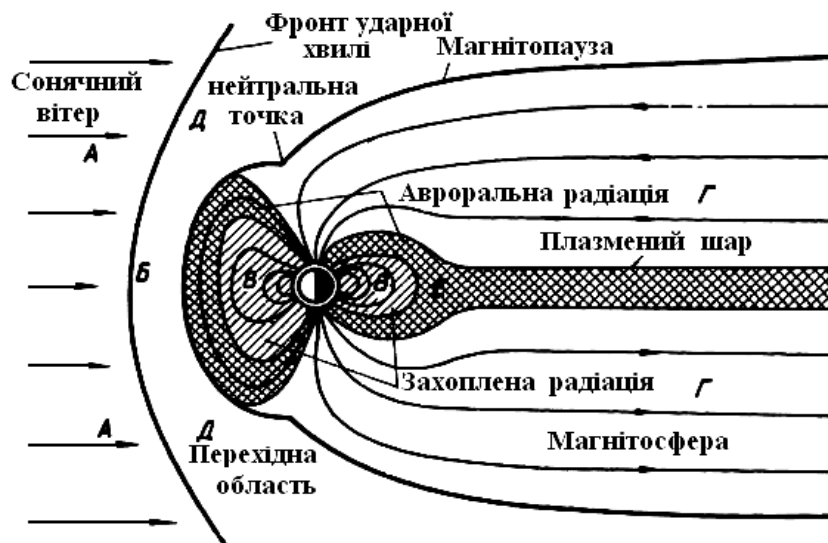


Рис. 6.4 – Схема магнітосфери

У магнітосфері і оточуючому просторі можна виділити шість характерних областей.

Область А – сонячний вітер, який несе «вторинне» магнітне поле напруженістю декілька гамм. Швидкість сонячного вітру є надзвуковою. Але надзвуковий потік не може обігнути магнітосферу. Дозвуковий рух сонячних частинок може виникнути лише у тому випадку, якщо біля магнітосфери уздовж потоку сонячного вітру буде формуватися стояча ударна хвиля. Фронт ударної хвилі спостерігається на відстані $r = (13 \div 14) R_3$. Між фронтом ударної хвилі і межею магнітосфери знаходиться перехідна зона. При перетинанні сонячним вітром фронту ударної хвилі збільшуються хаотичні швидкості частинок, а магнітне поле турбулізується. Поблизу лінії Земля – Сонце на денній стороні виникає область гарячої плазми (область Б), яка поступово переходить в область Д, де властивості плазми близькі до властивостей незбуреного сонячного вітру. Всередині магнітосфери мають місце ще три характерні області (В, Г, Б). Область В – це область захопленої радіації, яка включає радіаційний пояс Землі. Силкові лінії магнітного поля тут подібні до дипольних, тобто замкнені.

На нічній стороні Землі магнітні силкові лінії, що починаються на геомагнітних широтах більших за 75° , сильно витягнуті у бік, протилежний Сонцю, і виявляються незамкненими. Стиснуті сонячним вітром, вони утворюють шлейф (або хвіст) магнітосфери (область Г), який поширюється за орбіту Місяця. Всередині шлейфа вирізняється тонкий нейтральний шар (область Е), який заповнюється гарячою плазмою.

Положення межі магнітосфери – магнітопаузи – з сонячного боку можна визначити за умови рівності тиску сонячного вітру з тиском геомагнітного поля:

$$\frac{H_t^2}{8\pi} = 2mn\omega^2 \cos^2\psi, \quad (6.13)$$

де H_t – тангенціальна складова напруженості магнітного поля на межі магнітосфери;

n – концентрація протонів у сонячному вітрі;

m – маса протонів;

ω – швидкість сонячного вітру;

ψ – кут між напрямком сонячного вітру і нормаллю до межі магнітосфери.

Відстань до межі магнітосфери найбільш просто визначити у напрямку Земля – Сонце ($\psi = 0$). Вважаючи, що у площині геомагнітного екватора

$$H_t = H_0 R^{-3}, \quad (6.14)$$

де H_0 – напруженість поля на рівні земної поверхні, отримаємо рівняння

$$\frac{H_0^2}{8\pi R^6} = 2mn\omega^2, \quad (6.15)$$

звідки відстань до межі магнітосфери

$$R = \left(\frac{H_0^2}{16\pi mn\omega^2} \right)^{1/6}, \quad (6.16)$$

або

$$r = R_C \left(\frac{H_0^2}{16\pi mn\omega^2} \right)^{1/6}. \quad (6.17)$$

Якщо швидкість сонячного вітру $\omega = 500 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, а концентрація у ньому $n = 2,5 \text{ см}^{-3}$, то межа магнітосфери буде розташовуватися на відстані $r = 10R_3$.

У роки високої сонячної активності (збільшується n і v) межа магнітосфери наближається до поверхні Землі, а у роки мінімуму – вона віддаляється.

Специфічна властивість магнітосфери – її шлейф на тіньовому боці Землі.

На межі магнітосфери при зміні густини або швидкості сонячного вітру можуть виникати магнітогідродинамічні хвилі, які є поперечними (речовина у них рухається поперек магнітного поля) і поширюються уздовж силових ліній магнітного поля. Швидкість їх усередині магнітосфери визначається рівнянням

$$v_m = H_0 / \sqrt{4\pi\rho}, \quad (6.18)$$

де H_0 – напруженість магнітного поля без хвилі;

ρ – густина речовини іонізованої компоненти. Значення цієї швидкості у магнітосфері коливається від 10^{-2} до 10^{-7} швидкості світла.

Отже, магнітосфера має дуже складну структуру, яка до того ж може змінюватися за часом у залежності від рівня сонячної активності.

6.5 Варіації елементів геомагнітного поля

Магнітне поле Землі не є сталим. Воно змінюється за часом. Варіації магнітного поля розділяють на два класи: вікові й короткоперіодичні.

Вікові варіації полягають у зміні середньорічних значень геомагнітних елементів за часом.

Короткоперіодичні варіації – це зміни елементів магнітного поля протягом коротких проміжків часу – протягом доби, декількох годин, і навіть, декількох хвилин. Такі варіації обумовлені змінами напруженості змінної частини магнітного поля Землі, яка виникає в оточуючому Землю просторі під дією низки систем електричних струмів, що оточують земну кулю, а також утворюються у земній атмосфері. Напруженість цього змінного магнітного поля складає близько 1% напруженості постійного магнітного поля Землі, але роль складових магнітного поля дуже значна, оскільки з ними пов'язаний ряд геофізичних явищ.

Поступові та регулярні зміни магнітного поля Землі називають спокійними варіаціями магнітного поля. Вони періодичні. Зміни поля, які мають неправильний, невпорядкований характер і які виникають часто раптово, називають магнітними збуреннями. До спокійних варіацій відносяться насамперед сонячно-добові та місячно-добові (від супутника Землі Місяця) варіації.

Для визначення короткоперіодичних варіацій елементів магнітного поля H, Z, D вихідними даними є їх середні часові значення, отримані за допомогою спостережень.

Позначимо через a_{ij} значення деякого елемента магнітного поля у i -тий день за j -тий час. Середньодобові (d_i) та середньомісячні (d_m) значення елементів можна отримати за допомогою таких простих формул

$$d_i = \frac{a_{i1} + a_{i2} + \dots + a_{i24}}{24}, \quad (6.19)$$

$$d_m = \frac{d_1 + d_2 + \dots + d_{30}}{30}. \quad (6.20)$$

Аналогічно можуть бути отримані середні річні значення елементів або середні значення для найбільш спокійних або найбільш збурених днів місяця.

Якщо часові значення для деякої години осереднити по всіх днях місяця (року), то отримаємо середні часові значення елемента за місяць (рік):

$$h_j = \frac{a_{1j} + a_{2j} + \dots + a_{30j}}{30}. \quad (6.21)$$

Якщо від середніх часових значень за місяць відняти середньомісячне значення елемента

$$s_j = h_j - d_m, \quad (6.22)$$

то отримаємо послідовність часових варіацій s_j . Їх називають середніми добовими варіаціями за m -тий місяць. Розраховують також середньодобові варіації за 5 найбільш спокійних днів місяця (s_q) і за 5 найбільш збурених днів (s_d). Різниця між ними в низьких та помірних широтах незначна, а у високих широтах – досягає великих значень.

6.6 Магнітні збурення

Магнітні збурення великої інтенсивності, коли амплітуда коливань геомагнітного елемента досягає сотень і тисяч гамм, називають магнітними бурями. Магнітні збурення мають загально-планетарний характер, але у різних точках земної кулі проявляються по-різному. Виникають вони спорадично й можуть тривати від декількох годин до декількох діб.

За ознакою територіальності магнітні збурення складають три групи: синфазні (S), локальні (L) і перманентні (P).

Синфазні магнітні збурення – це такі збурення, які виникають у один і той же момент часу й охоплюють всю поверхню земної кулі. Вони виникають переважно між магнітними широтами $\pm 45^\circ$. На всіх магнітних обсерваторіях, розташованих у цьому широтному поясі, синфазні магнітні збурення протікають у однаковій фазі і з однаковим співвідношенням амплітуд.

До магнітних збурень відносяться магнітні бурі. Їх розподіляють на магнітні бурі з раптовим початком й бурі з поступовим початком. При магнітних бурях з раптовим початком на фоні спокійного ходу всіх магнітних елементів раптом виникає стрибок, який у межах 1-2 хвилин відмічається на всіх обсерваторіях земної кулі. Найбільш інтенсивно такий стрибок виникає у горизонтальній складовій H , яка раптово зростає на декілька десятків гамм.

Магнітні бурі з поступовим початком обумовлюються корпускулярними потоками, які випромінюються з центрів активності Сонця. У цьому випадку виникає збурення у вигляді поступової зміни всіх магнітних елементів і час його початку на різних обсерваторіях може розрізнятися на 1 годину і більше. Магнітні бурі з поступовим початком мають меншу інтенсивність, але більшу тривалість (5-6 діб), ніж бурі з раптовим початком.

Період розвитку магнітних бур розділяють на три фази:

- 1) початкова фаза – період раптового зростання H ;
- 2) головна фаза – період розвитку бурі від моменту падіння H до моменту повільного відновлення;
- 3) фаза відновлення – час повільного відновлення H до нормального значення.

Механізми виникнення фаз магнітної бурі розвиваються таким чином.

Корпускулярні потоки сонячних спалахів, при яких швидкості частинок мають значно більші швидкості, ніж у стаціонарному сонячному вітрі, при обтіканні магнітосфери спричиняють швидке стиснення плазми й магнітного поля. Це стиснення поширюється всередину магнітосфери як

геомагнітне збурення, котре поблизу поверхні Землі призводить до раптового різкого зростання напруженості магнітного поля на декілька годин. У результаті спостерігається раптовий початок й початкова фаза магнітної бурі.

Сонячні корпускулярні потоки з центрів активності мають менші швидкості частинок й тому при обтіканні магнітосфери не викликають зростання напруженості геомагнітного поля. Раптовий початок магнітної бурі у цьому випадку відсутній.

При подальшому розвитку магнітної бурі відбувається поступове зменшення напруженості магнітного поля біля земної поверхні (основна фаза бурі). Це обумовлено виникненням навколо Землі кільцевого електричного струму, спрямованого на захід, який генерує магнітне поле, обернене за напрямком геомагнітного поля.

Виникнення кільцевих струмів пов'язується з наявністю радіаційного поясу Землі, у якому відбуваються дрейфові рухи заряджених частинок, спричинені зменшенням напруженості магнітного поля у залежності від відстані від Землі й кривиною силових ліній. Вважається, що кільцевий струм створюється протонами й електронами з енергією у декілька десятків кілоелектронвольт й знаходиться на відстані від Землі на 6-8 R_Z .

Остання фаза магнітної бурі пов'язана з поступовим послабленням кільцевого струму й відновленням магнітного поля до нормального значення. Магнітні бурі – не ізольовані явища й часто супроводжуються іоносферними бурями, полярними сйвами й збуреннями у радіаційному поясі Землі.

6.7 Індекси геомагнітної активності

Магнітне поле Землі може бути спокійним або збуреним. Для оцінки його збуреності застосовують індекси геомагнітної активності.

Найбільш простим геомагнітним індексом є міжнародне геомагнітне характеристичне число C , яке характеризує магнітну збуреність за добу.

Відповідно до загального вигляду магнітограми (крива безперервної реєстрації елементів магнітного поля) кожної доби (за гринвіцьким часом) приписується характеристика: 00 – магнітне поле спокійне; 0,5 – слабо збурене; 1,0 – помірно збурене; 1,5 – сильно збурене; 2,0 – магнітне поле дуже збурене. Дані сітки магнітних обсерваторій осереднюються, і отримане таким чином число вважається міжнародною характеристикою геомагнітної збуреності доби (C_{int}). По добових значеннях розраховуються місячні і річні середні значення.

Широке використання має інший індекс геомагнітної збуреності – міжнародний планетарний індекс $\sum K_p$. У окремій магнітній обсерваторії спочатку визначається індекс K , який має десятибальну шкалу. Він є кількісною характеристикою найбільш збуреного геомагнітного елемента у балах. Кожному балу відповідає амплітуда коливання елемента, яка береться відносно спокійного добового ходу за тригодинний інтервал часу доби.

Оскільки ступінь збуреності магнітного поля Землі залежить від геомагнітної широти, то для кожної магнітної обсерваторії ціна бала індексу K вибирається різною.

У таблиці 6.1 у якості прикладу містяться шкали індексу K у гаммах для деяких магнітних обсерваторій.

Таблиця 6.1 – Шкала індексу K

Обсерваторія	Географічна широта, град.	Бали									
		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
С-Петербург	59,9	0	6	12	24	48	85	145	240	400	600
Москва	55,5	0	5	10	20	40	70	120	200	330	550
Іркутськ	52,5	0	4	8	16	30	50	85	140	230	350
Ташкент	41,4	0	3	6	12	24	40	70	120	200	300

З таблиці виходить, що при зменшенні широти для одного і того ж значення K збуреність буде меншою. Але було виявлено, що магнітні обсерваторії для одних і тих же збурень дають різні значення індексу K , незважаючи на врахування впливу геомагнітної широти. Для усунення цього недоліку були вибрані 12 магнітних обсерваторій, розташованих між 48 і 63 геомагнітними широтами. Дані їх індексів K після осереднення дають так званий планетарний індекс K_p . Цей індекс має 28 значень: 0_0 ; 0_+ ; 1_- ; 1_0 ; 1_+ ; 2_- ; 2_0 ; 2_+ ; ... 9_0 . Сума восьми тричасових індексів K_p є характеристикою збуреності доби і називається міжнародним планетарним індексом $\sum K_p$. Його значення можуть змінюватися від 0 до 72.

Індекс K_p не є лінійною функцією від амплітуди геомагнітного елемента. Тому використовують індекси a_p і A_p . Індекс a_p являє собою експоненціальну функцію індексу K_p і його значення знаходяться в інтервалі від 0 до 400 одиниць, які дорівнюють двом гаммам. Співвідношення індексів K_p і a_p міститься у таблиці 6.2.

Таблиця 6.2 – Таблиця переходу від K_p до a_p

K_p	0 ₀	0 ₊	1 ₋	1 ₀	1 ₊	2 ₋	2 ₀	2 ₊	3 ₋	3 ₀
a_p	0	2	3	4	5	6	7	9	12	15
K_p	3 ₊	4 ₋	4 ₀	4 ₊	5 ₋	5 ₀	5 ₊	6 ₋	6 ₀	
a_p	18	22	27	32	39	48	56	67	80	
K_p	6 ₊	7 ₋	7 ₀	7 ₊	8 ₋	8 ₀	8 ₊	9 ₋	9 ₀	
a_p	94	111	132	154	179	207	236	300	400	

З таблиці 6.2 видно, що індекс a_p більш зручно використовувати у різних прикладних дослідженнях. Індекс A_p являє собою середньодобове значення індексу a_p .

Контрольні запитання:

- 1 Якими процесами спричиняється виникнення магнітного поля Землі?
- 2 Що є основною характеристикою магнітного поля?
- 3 Для чого використовуються магнітні карти?
- 4 Який час називають епохою?
- 5 Де горизонтальна складова магнітного поля H має найбільше значення?
- 6 Дайте пояснення поділу магнітних аномалій на локальні, регіональні та світові.
- 7 Яка область називається магнітосферою Землі?
- 8 Назвіть специфічну властивість магнітосфери Землі?
- 9 На які два класи поділяють варіації магнітного поля?
- 10 Як називають плавні та регулярні змінювання магнітного поля Землі?
- 11 Які збурення називають магнітними бурями?
- 12 На які три фази поділяють період розвитку магнітних бур?
- 13 Для чого використовуються індекси геомагнітної активності?

7 Полярні саява

7.1 Основні характеристики полярних саяв

В результаті взаємодії заряджених частинок позаземного походження з верхньою атмосферою Землі утворюється найяскравіше геофізичне явище – полярне саяво. Це явище світіння верхніх шарів атмосфери виникає переважно у полярних районах.

Великі й дуже великі магнітні бурі супроводжуються, як правило, полярними саявами, які спостерігаються у високих широтах на всіх довготах північної та південної півкуль. Інтенсивні полярні саява можуть інколи спостерігатися навіть у середніх широтах.

Основним механізмом виникнення полярних саяв є вторгнення в атмосферу Землі протонів з енергією до 10^{-17} Дж й електронів з енергією до 10^{-15} Дж зі швидкістю 600 км/с. Протони являють собою частинки сонячних корпускулярних потоків, які проникають усередину магнітосфери Землі через нейтральні точки.

Електрони утворюють шлейф магнітосфери. Внутрішня межа потоку електронів знаходиться над екватором на відстані 6-10 радіусів Землі. Під впливом магнітного поля Землі електрони із всіх зон рухаються у напрямку магнітних полюсів. Електрони, що знаходяться над екватором на відстані 6-10 земних радіусів, при переміщенні уздовж магнітних силових ліній виявляються на висоті 200-300 км над земною поверхнею в області $66-70^\circ$ геомагнітної широти, де й спостерігаються найбільш часто полярні саява.

Під час магнітних бур магнітне поле Землі під впливом корпускулярних потоків деформується так, що магнітні силові лінії наближаються до земної поверхні. Внаслідок цього електрони, а разом з ними й полярні саява, починають проникати й у помірні широти. Чим більш потужною є магнітна буря, тим меншою є широта виникнення полярного саява.

Велика кількість фотоспостережень показала, що 94% полярних саяв спостерігаються на висотах 90-130 км від земної поверхні. До цього часу була зареєстрована максимальна висота появи полярного саява – 1130 км та мінімальна – 60 км.

За своєю структурою полярні саява можуть бути дуже різноманітними. Але за формою їх класифікують на дві групи: форми з променистою структурою та форми без променистої структури. До першої групи належать такі характерні форми:

1. Корона – променисте саяво, яке спостерігається біля магнітного zenіту. (Магнітний zenіт – це уявна точка перетину продовження магнітної стрілки з небесною сферою, якщо стрілку вільно підвісити у магнітному

полі Землі). У короні промені розташовані приблизно уздовж магнітних силових ліній геомагнітного поля. У результаті ефекту перспективи вони сходяться у напрямку магнітного зеніту.

2. Промені – це структура у вигляді одиничних променів або пучків променів. Вони можуть бути нерухомими, але іноді швидко рухаються.

3. Драпрі – це смуги, які складаються з довгих променів. Така структура справляє враження завіси, що нависає з неба (рис. 7.1).

До другої групи відносяться:

1. Дуга – смуга, яка світиться і яка простягається у напрямку магнітної паралелі з заходу на схід. Найвища точка смуги розташована поблизу від магнітного меридіана. Нижня межа смуги чітко окреслена, а верхня – розмита й поступово зникає з висотою (рис. 7.2).

2. Смуга – це форма, подібна до дуги, проте не має такої правильної структури. Уздовж смуги можуть відбуватися видимі активні рухи (рис. 7.3).

3. Пульсуюча поверхня – це форма, яка має вигляд хмари, що світиться. Інтенсивність світіння цієї структури постійно коливається з періодом у декілька секунд.

Багато які форми полярних сьйв можна бачити одночасно.

У полярних сьйвах зустрічаються майже всі кольори. Основна частина випромінюється азотом і киснем, переважними компонентами високих шарів атмосфери. Атомарний кисень надає полярним сьйвам жовтий колір, іноді забарвлення взагалі відсутнє. У спектрі з'являється зелена лінія з довжиною хвилі 0,557 мкм, а також спостерігаються червоні променисті полярні сьйва з довжиною хвилі 0,63 мкм. Потужне випромінювання молекулярного азоту на хвилях 0,428 та 0,391 мкм, що спостерігаються у фіолетових полярних сьйвах – нижній частині дуг і драпрі. Переважним кольором, особливо у дугах, є зеленувато-жовтий. Драпрі мають переважно червоний або темно-червоний колір. Дуже рідко спостерігаються блакитні й фіолетові сьйва. Кожна з форм полярного сьйва відповідає визначеному фізичному процесу, що відбувається у верхній атмосфері. Але велике значення має місцезнаходження спостерігача.

Другою важливою характеристикою полярних сьйв є їх інтенсивність. Найслабкіше полярне сьйво, яке візуально відмічається на фоні неба, за інтенсивністю у 3-4 рази перевищує інтенсивність нормального світіння нічного неба. При візуальних спостереженнях інтенсивність полярних сьйв оцінюють за допомогою міжнародної шкали яскравості (IVC).



Рис. 7.1 – Полярне сяйво з променистою структурою (драпрі)



Рис. 7.2 – Полярне сяйво без променистої структури (дуга)



Рис. 7.3 – Полярне сяйво без променистої структури (смуга)

Вона розподіляє полярні саява на чотири класи:

I – яскравість Чумацького шляху;

II – яскравість перлистих хмар, які освітлюються Місяцем;

III – яскравість купчастих хмар, які освітлюються Місяцем;

IV – яскравість, що дорівнює освітленості земної поверхні повним Місяцем.

Полярні саява класів I і II є безкольоровими, а класи III та IV, як правило, мають кольорове забарвлення. Наведена вище класифікація полярних саяв є досить грубою та суб'єктивною. Для об'єктивної оцінки їх інтенсивності використовують електрофотометри, які вимірюють світловий потік зеленої лінії у спектрі полярного саява. Як відомо, зелена лінія атмосферного кисню має довжину хвилі $\lambda = 0,5577$ мкм. Зв'язок між шкалою IBC та інтенсивністю зеленої лінії наводиться у табл. 7.1.

Таблиця 7.1 – Шкала IBC та інтенсивність зеленої лінії (кілорелеї)

шкала IBC	I	II	III	IV
інтенсивність зеленої лінії	1	10	100	1000

Вимірювання, які проводяться за допомогою електрофотометрів, показали, що величина світлового потоку від полярного саява може безперервно змінюватись, тобто пульсувати (пульсуючі полярні саява).

Однорідні дуги мають, як правило, невелику яскравість, але значну тривалість. Світловий потік від них змінюється за часом повільно й поступово. У групі форм полярних саяв з променистою структурою відбуваються швидкі зміни світлового потоку, які часто мають раптовий характер.

З інтенсивністю полярних саяв мають зв'язок їх тривалість й частота появи. Саява малої тривалості частіше з'являються на небі. Найбільш часто відбуваються полярні саява з терміном життя близько години або менше. Для більш тривалих полярних саяв частота появи швидко зменшується. Вона також зменшується зі збільшенням інтенсивності полярного саява.

Нижня межа полярних саяв розташовується на висоті 80-150 км з максимумом повторюваності біля 95-110 км. Вони часто з'являються поблизу широт 60-70°. Ширина дуг становить близько 20 км, а смуг і драпрі – до 80 км. Висота променів може досягати декількох сот кілометрів. В періоди високої сонячної активності інтенсивні полярні саява (червонуватого забарвлення) можуть виникати на значно більших висотах – вище 250 км. Найбільш інтенсивні з них можуть спостерігатися і у низьких широтах.

7.2 Частота полярних сьйв і їх поширення

Полярні сьйва найбільш часто виникають у високих широтах північної й південної півкулі. Якщо скласти карту ізоліній повторюваності полярних сьйв (карту ізохазм), то ці ізолінії за своєю конфігурацією будуть близькі до кіл із загальним центром біля магнітних полюсів.

За домовленістю, зоною полярних сьйв називають область, де полярні сьйва можна бачити у зеніті протягом 10% нічного часу. Така зона розташовується смугою від 60 до 80° геомагнітної широти в обох півкулях, залежність частоти появи полярних сьйв від геомагнітної широти представлена на рис 7.4.

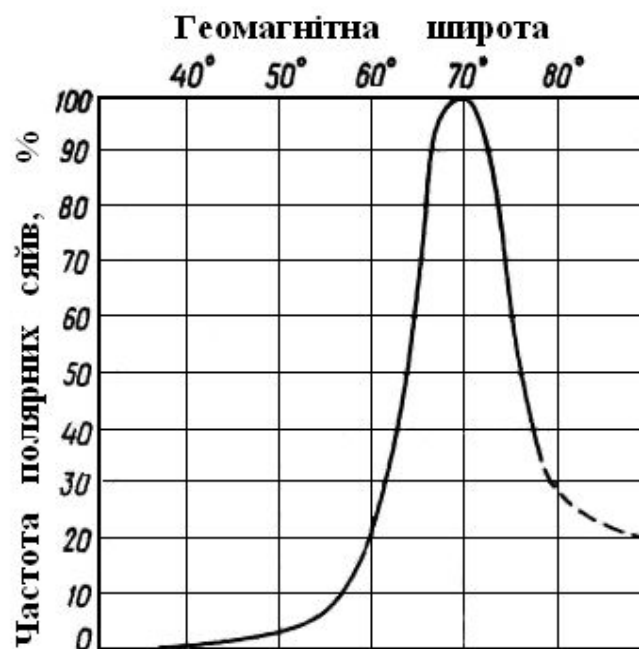


Рис. 7.4 – Частота появи полярних сьйв для меридіана 290° сх. д.

Як видно з рис 7.4, максимальна повторюваність полярних сьйв припадає на геомагнітну широту 70° – авроральне коло. Ізохазма максимальних частот для північної півкулі проходить через Аляску, Велике Ведмеже озеро, перетинає Гудзонову затоку, південну частину Гренландії, Ісландію, північну Норвегію та Сибір. Зазначена вище ширина зони полярних сьйв має сенс статистичної середньої. Вона може переміщуватися, звужуватися або розширюватися у залежності від часу доби, сезону року й року у 11-річному циклі сонячної активності.

У кожен визначений момент часу полярне саяво як правило спостерігається одночасно на всіх довготах у північній й південній півкулях у вигляді кільця овальної форми. Ширина зони світіння становить, як правило, 1° широти або інколи і менше. При низькій сонячній активності овал зменшується й стає майже колом з центром у геомагнітному полюсі. При збільшенні сонячної активності він розширюється. У часи магнітних бур овал полярного саява зміщується у низькі широти.

Максимум частоти появи полярних саяв протягом доби спостерігається за одну годину до місцевої півночі. Яскраві, швидко змінюючи своє положення полярні саява мають тенденцію виникати за часом до цього максимуму, а слабкі спокійні форми – переважно після максимуму.

Хід інтенсивності полярних саяв у різних ділянках неба залежить від місця спостереження. Наприклад, у північній півкулі для районів, які розташовані на півдні від зони полярних саяв, на початку ночі саява з'являються на північній стороні неба й з часом поширюються все більше на південь. Після півночі вони знову відступають на північ.

Частота появи полярних саяв найбільша у місяці рівнодень (березень, вересень) і, як й геомагнітна збуреність, мінімальна у літні й зимові місяці. З наближенням до полюсу осінній максимум стає більш виразним, а весняний поступово згладжується й зовсім зникає. Ширина зони полярних саяв поблизу від рівнодень розширюється, а у періоди сонцестоянь – стискається.

На будь-якій геомагнітній широті частота появи полярних саяв змінюється від одного року до іншого й має тісний кореляційний зв'язок з середньою кількістю сонячних плям. При збільшенні сонячної активності частота виникнення полярних саяв збільшується. Спостерігається запізнювання максимуму появи саяв відносно максимуму сонячних плям на 1-2 роки, а мінімуми практично співпадають. Варіації частоти появи полярних саяв протягом сонячного циклу найбільш яскраво проявляються у низьких широтах. Полярні саява особливо часто спостерігаються приблизно через добу після проходження великих груп сонячних плям через центральний меридіан Сонця. Подібна залежність існує й для великих магнітних бур. Ці факти свідчать про те, що полярні саява й геомагнітні збурення – внутрішньо пов'язані геофізичні явища.

Контрольні запитання:

- 1 В результаті чого утворюється геофізичне явище – полярне сяйво?*
- 2 На які дві групи поділяють полярні сяйва за формою?*
- 3 Як оцінюють при візуальних спостереженнях інтенсивність полярних сяйв за допомогою міжнародної шкали яскравості (IBC)?*
- 4 На якій висоті розташовується нижня межа полярних сяйв?*
- 5 В яких широтах найбільш часто виникають полярні сяйва?*
- 6 Коли протягом доби спостерігається максимум частоти полярних сяйв?*
- 7 Від чого залежить хід інтенсивності полярних сяйв на різних ділянках неба?*
- 8 Чи існує кореляційний зв'язок між частотою появи полярних сяйв з середньою кількістю сонячних плям?*
- 9 Вторинення яких частинок в атмосферу Землі спричиняє виникнення полярних сяйв?*

8 Сріблясті хмари

8.1 Основні характеристики сріблястих хмар

Сріблясті хмари часто називають мезосферними хмарами. Вперше вони були виявлені у 1885 році, а систематичні їх спостереження почали проводитися з середини 30-х років минулого століття на створеній спеціальній мережі пунктів спостережень. У 1950 році під керівництвом відомого радянського вченого І.А. Хвостікова була розроблена програма комплексних досліджень сріблястих хмар. У результаті її реалізації було виявлено, що середня висота цих хмар становить 82,4 км з відхиленням у різні боки не більше ніж на 1 км. Але індивідуальні висоти сріблястих хмар можуть суттєво відрізнятися від середнього значення й знаходяться у межах 73 – 95 км, тобто це дійсно мезосферні хмари.

Сріблясті хмари спостерігаються у широтних зонах від 50 до 80° і тільки у теплу половину року (з квітня по серпень). Максимальна частота їх появи у середньому настає через 10 – 20 днів після літнього сонцестояння. Спостереження за 1985 – 1955 рр. свідчать про те, що 51% хмар з'являються у липні, а 94% - у літні місяці. Зі збільшенням широти максимум числа появи сріблястих хмар переміщується на більш пізні часи. У середньому він припадає на 8 липня у широтній зоні 50 - 55°, на 18 липня у зоні 55 - 60° і на 28 липня у зоні 60 - 65°. Спостерігається добовий хід появи мезосферних хмар. Вони бувають яскравіші й з'являються у 1,5 – 2 рази частіше в ранкові сутінки, ніж у вечірні.

Сріблясті хмари можна спостерігати тільки у період сутінок. Але у період «громадянських» сутінок, коли Сонце знаходиться під горизонтом спостерігача не глибше, ніж на 6°, і сонячні промені освітлюють всю тропосферу й нижню поверхню тропосферних хмар, інтенсивність розсіяного світла досить велика й воно має багато різних яскравих забарвлень, так що ніяких хмар у стратосфері й мезосфері спостерігати неможливо. Найбільш сприятливі умови для спостереження за сріблястими хмарами виникають у період «астрономічних» сутінок, коли сонце знаходиться під горизонтом на зенітній відстані 96 - 102°. У цей час земна тінь закриває нижні шари атмосфери, які містять аерозолі, у тому числі тропосферні хмари, а сонячні промені освітлюють тільки верхні, починаючи з мезосфери, шари, проходячи під кутом близько 10° до нижньої поверхні сріблястих хмар. Сонячне світло, розсіяне у мезосфері, досягаючи спостерігача, дає можливість виявити освітлення хмар, колір яких має відтінок перлисто – сріблястий або біло – блакитний.

Зовнішній вигляд сріблястих хмар у деякій мірі схожий до перистих, перисто-купчастих й висококупчастих хмар (рис. 8.1). В них також спостерігаються вузькі довгі смуги, волокна і більш широкі смуги, хвилі,

округлі темні «кратери», туманні клочкуваті плями, місцями прикриваючи хвилеподібні хмари, що розташовані вище. Ці хмари у період найбільшого розвитку навіть у густих й яскравих місцях досить прозорі. Крізь них добре просвічуються зірки й Місяць.



Рис. 8.1 – Сріблясті хмари. Автори: Pekka Parviainen (Polar Image)

Існують ознаки, за допомогою яких можна візуально відрізнити сріблясті хмари від хмар верхнього та середнього ярусів. По-перше, сріблясті хмари з переходом до «громадянських» сутінок й особливо при сході Сонця зникають, у той час, як хмари верхнього та середнього ярусів стають видимими краще. По-друге, сріблясті хмари завжди бувають світлішими від неба навіть тоді, коли їх видно на фоні найбільш яскравих, забарвлених у жовто-помаранчеві відтінки частин зорового сегменту. Тропосферні хмари світліші за небо тільки на фоні менш яскравих сірувато-блакитних зон сутінкового неба, при цьому їх освітленість

утворюється світлом яскравих зон неба. По-третє, якщо частина хмарної системи, яка проектується на фоні яскравих зон зірничі, виглядає темною або коли хмари мають однаковий вигляд в області сегменту зірничі й у інших частинах неба, то ці хмари тропосферного походження.

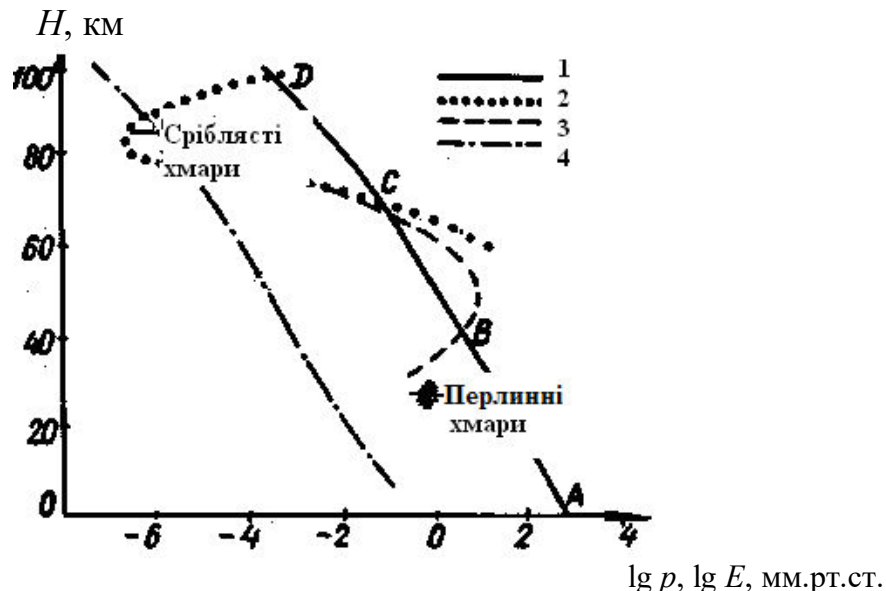
Сріблясті хмари часто мають хвилеподібну структуру. За даними спостережень, максимум повторюваності структури припадає на довжину хвилі, яка дорівнює 10 км. Середнє її значення розташовується у границях від 5,8 до 11,8 км, а максимальний розкид значень довжин хвиль у структурах цих хмар відповідає інтервалу 5 – 100 км.

Вертикальна товща сріблястих хмар найбільш часто коливається між 1 і 3 км. У деяких випадках сріблясті хмари складаються із декількох шарів. Як показали спостереження, сріблясті хмари найбільш часто виявляються над периферією приземного антициклону, там де відбувається зростання атмосферного тиску. Горизонтальна їх протяжність знаходиться у діапазоні 100 – 300 км, але інколи вона може досягати 500 – 800 км. Швидкість руху сріблястих хмар може коливатися у широких границях, а саме, від 13 до 262 м/с, а середня їх швидкість складає 65 м/с. Переважний напрямок руху сріблястих хмар – від східної частини горизонту до західної. Але розкид напрямків руху цих хмар дуже великий. Ці характеристики руху сріблястих хмар звичайно дають можливість оцінювати швидкість руху вітру на висотах мезосфери, де вони утворюються. Але є підстави вважати, що на швидкість дрейфу сріблястих хмар великий вплив чинять фазові швидкості хвильових рухів. Крім горизонтальних рухів, у сріблястих хмарах відбуваються й вертикальні рухи. Середнє значення абсолютних величин вертикальних швидкостей дорівнює за різними джерелами від 8,3 до 11,5 м/с. Вони бувають як висхідними, так і низхідними. Але ці вертикальні рухи, що спостерігаються на межах хмар або на їх окремих частинах, як показав Л.Т. Матвеев, не треба ототожнювати зі швидкістю вертикальних рухів повітря, оскільки крім цього великий вплив на рух хмар справляють хвильові процеси, а також процеси утворення – розмиття цих хмар.

8.2 Гіпотези щодо утворення сріблястих хмар

Перші гіпотези (вулканічна та метеорна) були запропоновані наприкінці XIX і на початку XX століть. Згідно з назвами, перша з них пояснювала сріблясті хмари як утворення з аерозолі, який надходить в мезосферу при інтенсивних виверженнях вулканів, друга пояснювала їх утворення за рахунок проникнення метеорних частинок у земну атмосферу.

Найбільш достовірною у цей час вважається конденсаційна або льодяна гіпотеза, яку спочатку сформулював німецький геофізик А.Вегенер, а детально розробив І.А.Хвостіков. Вона полягає у наступному. Як відомо, у момент конденсації (сублімації) парціальний тиск водяної пари e дорівнює тиску насичення E . Але парціальний тиск завжди на даному рівні менше від атмосферного тиску p . Оскільки E – функція температури T , то, якщо відомо розподіл останньої з висотою z , то можна побудувати графік залежності E від z . Такий графік побудував І.А. Хвостіков за даними про розподіл у середніх умовах з висотою атмосферного тиску p , а також парціального тиску насичення E , який був визначений на основі даних про розподіл температури при ракетному зондуванні атмосфери в пункті Форт Черчилль (Північно – Американський континент) і на території Росії. Цей графік міститься на рис. 8.2.



1 – розподіл з висотою атмосферного тиску p ; 2 – розподіл з висотою парціального тиску насичення пари E над середніми широтами Росії; 3 – розподіл E над пунктом Форт Черчилль; 4 – фактичний розподіл парціального тиску в припущенні

$$\frac{e}{p} = 2,5 \cdot 10^{-4};$$

Рис. 8.2 – Графік Хвостікова, який пояснює утворення хмар

Він дає можливість зробити такі висновки:

- 1) у нижньому шарі до висоти 33 км існують умови, необхідні для початку конденсації водяної пари ($e = E < p$). Тут дійсно утворюються всі тропосферні хмари (на висотах до 15 км) й перлинні хмари (в стратосфері на висотах 20 – 30 км);
- 2) в шарі 35 – 70 км, відповідно до графіку $E > p$. Оскільки, з іншого боку, завжди $e < p$, то, очевидно, умова $e = E$ у цьому шарі не може виконуватися ніколи. Це означає, що водяні хмари у цьому шарі утворюватися не можуть, що підтверджується спостереженнями;

- 3) у діапазоні висот 70 – 95 км знову $E < p$. Це означає, що умови для початку конденсації водяної пари ($e = E$) у цьому шарі атмосфери можуть досягатися;
- 4) вище 95 км знову $E > p$, таким чином, утворення водяних хмар в термосфері також неможливе.

Розрахунки І.А. Хвостікова, представлені на рис. 8.2, дають можливість пояснити важливий факт – постійність висоти сріблястих хмар (82 км). З точок зору вулканічної й метеорної гіпотез обґрунтувати це неможливо. Але у гіпотезі І.А. Хвостікова вплив аерозолів вулканічного або метеорного походження не відкидається. Ці частинки можуть відігравати роль ядер конденсації (кристалізації).

Гіпотеза І.А. Хвостікова не вирішує повністю проблему виникнення сріблястих хмар. Вона лише підтверджує можливість створення умов для конденсації водяної пари в області мезопаузи. Але гіпотеза не відповідає на питання відносно наявності там водяної пари і її кількості, необхідної, щоб створилася умова $T \leq \tau$, де τ - температура точки роси. Тобто виникає питання про можливість надходження (або утворення) водяної пари в області мезопаузи.

Є спроби сформулювати й обґрунтувати гіпотези щодо цих питань. У верхні шари атмосфери під час сильних вивержень вулканів надходить значна кількість водяної пари і, як вже зазначалося, аерозолів, які є ядрами конденсації. Наприклад, за 18 годин виверження вулкану Везувій в повітря було викинуто 10^9 тон водяної пари. Оскільки повітря гомосфери, складовою частиною якої є мезосфера, як вже зазначалося вище, переміщується за рахунок динамічних процесів, то вулканічна водяна пара надходить і до верхньої межі гомосфери – мезопаузи. В іншій гіпотезі велике значення надається гравітаційним хвилям, які, як буде показано у розділі 9, при визначених умовах розповсюджуються по вертикалі, що спричиняє додаткове адіабатичне охолодження повітря у мезосфері, а також надходження у цей шар атмосфери водяної пари. Ще одна гіпотеза полягає у тому, що водяна пара може утворюватися безпосередньо в мезосфері за рахунок фотодисоціації метану. Ця гіпотеза пов'язує збільшення частоти появи сріблястих хмар, яка в останні часи зростає, зі збільшенням викидів метану в атмосферу за рахунок індустріальної діяльності.

Контрольні запитання:

- 1 *Яка середня висота виникнення сріблястих хмар?*
- 2 *В яких широтних зонах спостерігаються сріблясті хмари?*
- 3 *В який період доби можна спостерігати сріблясті хмари?*
- 4 *За якими ознаками можна візуально відрізнити сріблясті хмари від хмар верхнього та середнього ярусів?*
- 5 *Яка горизонтальна та вертикальна протяжність сріблястих хмар?*
- 6 *Які існують гіпотези щодо утворення сріблястих хмар?*

9 Динаміка верхньої атмосфери

9.1 Основи динаміки атмосфери

Фізичний стан земної атмосфери залежить від факторів, пов'язаних з впливом сонячної радіації, з процесами, що відбуваються всередині атмосфери, та взаємодії атмосфери з підстильною поверхнею і навколоземним космічним простором. Під впливом вказаних факторів фізичний стан атмосфери постійно змінюється, обумовлюючи просторово-часові зміни її фізичних параметрів.

Будова і склад верхньої атмосфери формується, головним чином, під впливом зовнішніх (радіаційних) і внутрішніх (хімічних та динамічних) процесів. Зокрема, поглинання сонячного ультрафіолетового випромінювання та космічних променів призводить до процесів дисоціації та іонізації й пов'язаного з ними нагрівання атмосфери. Крім того, важливу роль відіграють дифузійні явища та процеси переносу маси та енергії.

Верхню атмосферу розмежовують зазвичай на чотири шари: стратосферу (15 – 50 км), мезосферу (50 – 80 км), термосферу (вище 80 – 450 км) й екзосферу (вище 450 км), кожен з яких характеризується визначеними фізичними властивостями. За циркуляційними ознаками всю атмосферу (нижню та верхню) поділяють на три головні області: область тропосферної циркуляції – від земної поверхні до висоти 24 км, область стратосферної циркуляції – від 24 до 80 км та область іоносферної циркуляції – вище 60-80 км.

Верхня атмосфера, як і нижня, знаходиться в постійному русі, який обумовлює перенос хімічних складових як у горизонтальному, так і у вертикальному напрямках. При цьому даний перенос може зумовлюватись як переважними вітрами (адвекцією), так і за рахунок турбулентного перемішування та дифузії. Відомо, що до висоти 110 км атмосфера перемішана і течії носять турбулентний характер. Однак у зв'язку зі зменшенням густини атмосфери з висотою повітряні течії у верхніх шарах мають і деякі особливості. На висотах більше 200 - 250 км починає впливати молекулярна будова середовища, тому закони її руху не будуть обмежуватись гідромеханікою суцільного середовища. Починаючи з мезосфери, впливають припливні чинники. В межах іоносфери при вивченні руху повітря потрібно враховувати іонізовану частину середовища, а саме, враховувати вплив на неї електричних і магнітних сил. Іоносферна циркуляція пов'язана також і з впливом гравітаційних хвиль.

Вивчення поля вітру і турбулентності в верхній атмосфері здійснюється різними методами. До висоти 30 км проводяться регулярні вимірювання за допомогою шарів-зондів, а для висот 30 – 60 км, в межах верхньої стратосфери, вимірювання проводяться за допомогою ракет.

Існують і безконтактні дистанційні методи вимірювання параметрів стану верхніх шарів атмосфери – спеціальні штучні супутники Землі та наземні прилади.

Динаміка верхньої атмосфери обумовлюється визначеними фізичними закономірностями, сукупність яких описується рівняннями динаміки верхньої атмосфери.

9.1.1 Вихідні рівняння динаміки верхньої атмосфери

Для всіх досліджень загальної циркуляції атмосфери в основі знаходиться система рівнянь: рівняння горизонтального руху (закон збереження імпульсу), перший закон термодинаміки (закон збереження енергії) і рівняння нерозривності (закон збереження маси).

При моделюванні стратосферної динаміки застосовуються три основних типи спрощення:

1. Динамічне спрощення зазвичай використовується у тих випадках, коли рух квазісоленоїдальний, тому поле горизонтальних швидкостей може бути апроксимоване своєю соленоїдальною (бездивергентною) часткою. При цьому рівняння горизонтального руху можуть бути замінені нестационарним рівнянням вихору та діагностичним рівнянням балансу, які пов'язують поля соленоїдальної компоненти швидкості та тиску.

2. Геометричне спрощення базується на тому факті, що ефект кривизни Землі зазвичай неважливий порівняно з динамічним ефектом зміни параметра Коріоліса з широтою. Це спрощення частіше використовується при дослідженні явищ, що спостерігаються в достатньо вузькому широтному поясі.

3. Лінеаризація складається з розділення поля течій на осереднену за довготою (середню зональну) складову та відхилення від неї (збурень), при цьому вони повинні бути достатньо малими, щоб деякими їх складовими членами можна було знехтувати.

Розглянемо цю систему рівнянь в спрощеному вигляді, а для більш детального ознайомлення з нею можна використати фундаментальну монографію Дж. Р. Холтона.

У відповідності з другим законом Ньютона зміна кількості руху пропорційна прикладеній рухомій силі та здійснюється у напрямку, у якому ця сила діє. У гідродинаміці цей закон більш відомий під назвою рівняння руху. В системі координат, пов'язаних з обертанням Землі, цей закон запишемо у вигляді

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - 2\Omega \mathbf{v} + \mathbf{g}' + \mathbf{F}, \quad (9.1)$$

де $\mathbf{v}$ - вектор швидкості об'єму повітря;
 t - час; ρ - густина; p - тиск;
 Ω - кутова швидкість обертання Землі;
 $\mathbf{g}'$ - прискорення вільного падіння;
 $\mathbf{F}$ - сила тертя (в'язкість).

Кожен член рівняння (9.1) характеризує різні сили, що діють на рухомий об'єм повітря: вектор $\frac{d\mathbf{v}}{dt}$ - сила інерції рухомої частинки, віднесеної до одиниці маси; вектор $\frac{1}{\rho} \nabla p$, де $\nabla p = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \mathbf{k} \right)$ - градієнт тиску; член $(2\Omega \mathbf{v})$ - характеризує силу, пов'язану з обертанням Землі навколо своєї осі з кутовим прискоренням Ω (сила Коріоліса); вектор $\mathbf{g}'$ характеризує дію сили тяжіння; вектор $\mathbf{F}$ описує дію дисипативних сил в атмосфері, яка виникає за рахунок молекулярної та турбулентної дифузії.

Другим основним вихідним рівнянням є закон збереження енергії (рівняння притоку тепла), яке для верхньої атмосфери має вигляд

$$C_p \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = Q, \quad (9.2)$$

де T - температура;
 C_p - теплоємність повітря при сталому тиску;
 Q - сумарна швидкість нагріву одиниці маси (за рахунок турбулентного, фазового та променевого притоку).

В стратосфері і мезосфері величина Q загалом визначається різницею між нагріванням за рахунок поглинання ультрафіолетового випромінювання озоном та охолодженням, що спричиняється інфрачервоним випромінюванням озону, вуглекислого газу та водяної пари.

Третім вихідним співвідношенням, що використовується для моделювання динамічного та термічного стану верхньої атмосфери, є рівняння нерозривності (закон збереження маси):

$$\frac{dp}{dt} - \nabla p \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (9.3)$$

де

$$\nabla p v = \frac{\partial p v}{\partial x} + \frac{\partial p v}{\partial y} + \frac{\partial p v}{\partial z}.$$

9.1.2 Рівняння руху з урахуванням сил іонного гальмування

Для визначення руху в іоносфері, на відміну від інших шарів атмосфери, необхідно враховувати сили іонного гальмування. Ці сили виникають за рахунок того, що іонізовані частинки прагнуть рухатися уздовж силових ліній магнітного поля Землі, тому їх напрямок руху відрізняється від напрямку руху нейтральних частинок, зумовленого гідродинамічними силами – баричним градієнтом і в'язкістю. За рахунок співударів нейтральних та іонізованих частинок, за умови коли іони не можуть перетинати геомагнітні силові лінії, нейтральне повітря сповільнюється, цей процес називають іонним гальмуванням. Сила іонного гальмування (F_i), що діє на одиницю об'єму, може бути записана у вигляді

$$F_i = n_n m v_{ni} (v_i - v), \quad (9.4)$$

де $n_n = \frac{\rho_i}{\rho}$ - концентрація нейтральних частинок (ρ_i , ρ - густина іонізованого та нейтрального середовища);
 m - маса частинки (маси нейтральних та іонізованих частинок однакові);
 v_{ni} - частота співударів нейтральної частинки з однією або всіма іонізованими частинками;
 v_i та v - вектори швидкості руху іонів і нейтральних частинок відповідно.

Слід відзначити, що вектор v_i є компонентою швидкості вітру уздовж силових ліній магнітного поля за умов відсутності на відповідних рівнях електричних полів.

Іонне гальмування спроможне впливати на рух нейтрального газу, але оскільки концентрація іонів n_i набагато менша за концентрацію нейтральних частинок n_n , іонам потрібно багато часу, щоб привести до руху нейтральні частинки. Час, необхідний для прискорення нейтральних частинок іонами, приблизно дорівнює

$$\frac{1}{v_{ni}} = \frac{n_n}{v_{ni} \cdot n_i}, \quad (9.5)$$

при цьому значення сталої ($\frac{1}{v_{ni}}$) на висоті приблизно 300 км може становити від 0,5 години у денний час до декількох годин вночі.

Рівняння (4) справедливе лише у випадках, коли виконується умова $v_{ni} \ll f_B$, яка частіше спостерігається на висотах 160 км і вище, де ці частоти (f_B) носять назву гірчастоти і можуть бути знайдені за допомогою співвідношення

$$f_B = \frac{Be}{2\pi m}, \quad (9.6)$$

де B – магнітна індукція ($[B] = 1 \frac{\text{Вб}}{\text{м}^2}$); e – заряд частинки ($[e] = 1 \text{ Кл}$); m – маса частинки.

Якщо врахувати силу іонного гальмування (F_i) та ввести одиничний вектор $\vec{k}$, який діє уздовж напрямку магнітної силової лінії, і якщо вектор швидкості іонів визначається як $v_i = (v \vec{k})\vec{k}$, тоді рівняння руху нейтрального середовища (1) можна переписати як

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{\rho} \nabla p - 2\Omega v + g' + F + \lambda [(v \vec{k})\vec{k} - v], \quad (9.7)$$

де $\lambda = n_n m v_{ni}$.

9.2 Циркуляційний режим верхньої атмосфери

Дослідження циркуляційного режиму верхньої атмосфери дуже складна задача, оскільки її розв'язання пов'язано з необхідністю детального вивчення великої кількості різновидів атмосферної циркуляції: зональної та меридіональної циркуляції (переважні напрямки вітру), хвильові явища різного масштабу (планетарні хвилі, припливи, вихори).

Існують ще експериментальні труднощі отримання параметрів руху повітря на різних висотах.

Крім того, вже було відмічено, що до рівня 110 км атмосфера однорідна й повітряні течії мають турбулентний характер, а на більших висотах рухи мають деякі особливості, які ми розглянемо у цьому розділі.

9.2.1 Циркуляційний режим нижньої стратосфери

9.2.1.1 Вітровий режим нижньої стратосфери.

Циркуляція в нижній стратосфері тісно пов'язана з тропосферною циркуляцією. Нижня стратосфера має різні термічні та вітрові характеристики в екваторіальних, помірних та полярних районах. В загальному випадку в нижній стратосфері швидкість вітру з висотою зменшується. Нижня стратосфера охоплює верхню частину тропосферної циркуляції, глобальні особливості якої визначаються горизонтальними температурними градієнтами, що пов'язані з просторовим розподілом центрів тепла і холоду. При цьому верхня межа тропосферної циркуляції в середньому є рівень 24 - 25 км, яка є більш чіткою в помірних і тропічних широтах. В полярних районах та в невеликій зоні поблизу екватора ця межа спостерігається менш чітко.

Вітровий режим нижньої стратосфери визначається розподілом центрів тепла та холоду, які залежать від сезонів року. Аналіз отриманих експериментальних спостережень вітрового режиму в нижній стратосфері, наведених на рис. 9.1, показує, що в зимовий період в шарі 10 - 25 км переважають західні течії, середня зональна швидкість яких, після максимуму поблизу тропопаузи, зменшується з висотою. Лише північніше від 60° півн.ш. західні вітри продовжують посилюватись.

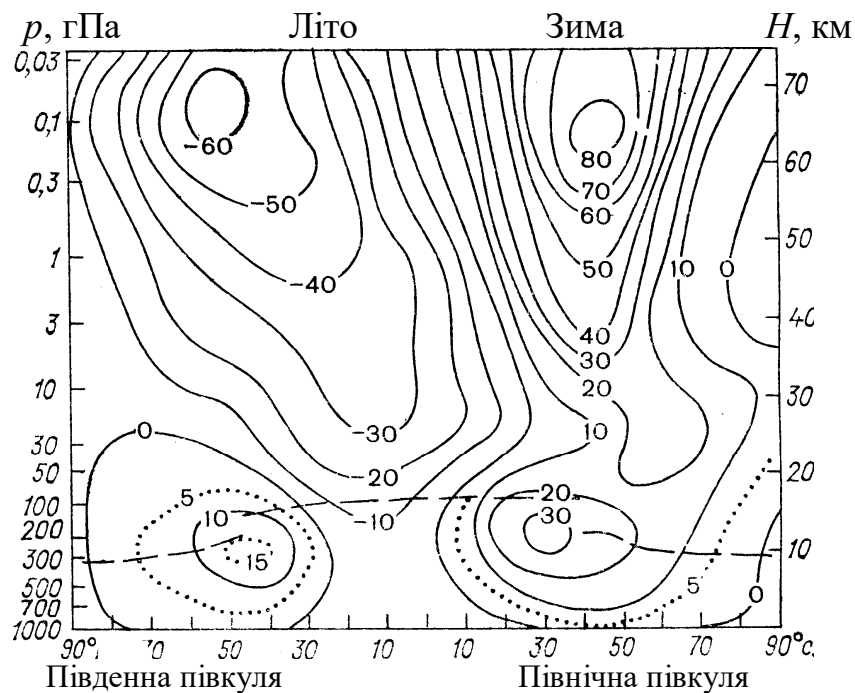
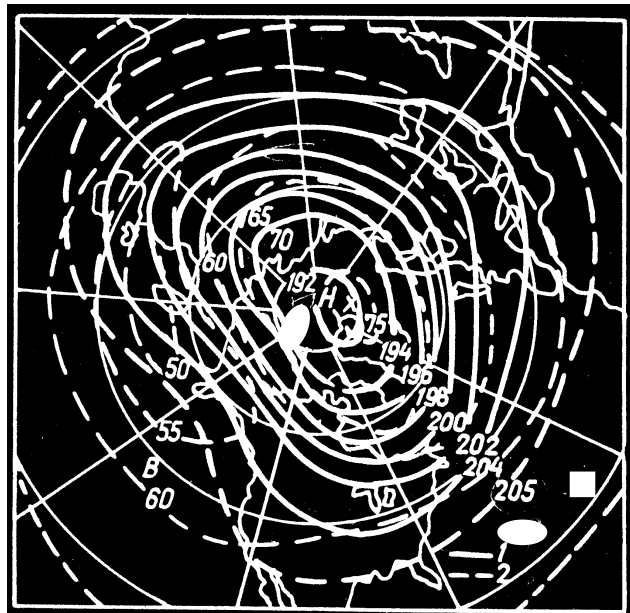


Рис. 9.1 – Висотно-широтний переріз розподілу середнього зонального вітру (м/с) для періодів сонцестоянь. Додатні (від'ємні) значення вказують швидкість західних (східних) напрямків вітру

Подібний режим вітру на цих висотах визначається розташуванням в районі полюса стратосферної області холоду, а в районі $55^\circ - 60^\circ$ півн.ш.-області тепла (рис. 9.2). Тому, в середніх і низьких широтах термічний вітер має більш східну складову, що приводить до зменшення швидкості західного вітру вище тропопаузи і досягає мінімальних значень на висоті поблизу 24 км. Північніше за 60° півн.ш. західні вітри продовжують посилюватись і в нижній стратосфері. Влітку, за рахунок розташування області тепла та високого тиску в районі полюса (рис. 9.3), в нижній стратосфері переважають східні вітри, які посилюються з висотою (рис. 9.1).



Також, порівнюючи середні розподіли геопотенціальних поверхонь для січня і липня, а саме, горизонтальні градієнти ізогіпс, можна відзначити, що швидкості східних вітрів набагато менші, ніж західних.

Восени спостерігається перехідний режим від зимового типу до літнього, при цьому східні вітри встановлюються лише тільки в травні. Осіння перебудова вітру проходить значно швидше, ніж весняна.

Циркуляція в нижній стратосфері тропічної та екваторіальної зони має деякі особливості, які пов'язані з циклічним характером зміни метеорологічних величин та явищ за часом. Найбільш яскраво виражені тут квазидворічні коливання зонального вітру. Ці складові вітру періодично змінюються зі східної на західну з періодом 26 місяців. Вказані коливання мають найбільшу амплітуду (20 м/с) на висоті поблизу 25 км над екваторіальним районом. Більш детально ці періодичності будуть розглянуті в пункті 9.2.1.3.

9.2.1.2 Вертикальна структура повітряних течій в тропічній та екваторіальній нижній стратосфері.

Відомості про особливості стратосферної циркуляції в тропічних та екваторіальних широтах з'явилися раніше, ніж в інших районах, але загальна вивченість атмосферної циркуляції в низьких широтах все ще залишається недостатньою. Перш за все, недостатньо вивчені характеристики вертикальної структури атмосферної циркуляції в стратосфері й мезосфері.

Тропічна зона займає приблизно половину площі земного шару і саме тут акумулюється основна кількість тепла, що надходить на Землю, яке потім перерозподіляється по земному шару системами океанічних та атмосферних циркуляцій. Тому атмосферні процеси, що розвиваються в цьому регіоні відіграють велику роль у формуванні багатьох важливих рис загальної циркуляції атмосфери. Періодичний і неперіодичний обмін повітрям між півкулями визначає формування великомасштабних особливостей атмосферної циркуляції.

Вертикальна структура зональних потоків. Впродовж довгого часу, на схемах загальної циркуляції атмосфери (ЗЦА) розміщення повітряних течій з висотою в тропічній зоні характеризувалось переважанням східних вітрів у суцільній товщі тропосфери та нижньої стратосфери. Тільки в зимовий період на рівнях верхньої тропосфери та нижньої стратосфери в тропічній зоні спостерігались західні вітри. Така уява про особливості циркуляції у тропосфері та нижній стратосфері підтверджувалась деякими епізодичними спостереженнями та теоретичними висновками.

Рух вулканічної хмари, виверженої вулканом Кракатао (6° півд.ш., 105° сх.д.) 27 серпня 1883 р., вперше дозволив виявити деякі особливості стратосферної циркуляції. В екваторіальній зоні не тільки на рівні моря, але і в нижній стратосфері зональна складова вітру спрямована зі сходу на захід з швидкістю, приблизно 130 км/год. Ці стратосферні вітри отримали назву «вітри Кракатао». Приблизно через 25 років (1909 р.) експедицією Ван-Берсона в Центральній Африці вперше були виявлені західні вітри в тропічній стратосфері, які спостерігались нижче східних вітрів Кракатао.

Пальмер С.Е., об'єднавши накопиченні до 1954 р. дані для екваторіальних широт, відзначив, що стратосферні східні вітри спостерігаються переважно між 15° півн.ш. та 15° півд.ш. на всіх довготах і переважають приблизно до висоти 40 км. Нижньою межею цих східних вітрів є перехідний шар між східними та західними вітрами Берсона. При цьому ця межа нестабільна і змінюється від місяця до місяця та з роками.

Нові фактичні дані про вітри в тропічній та екваторіальній стратосфері вказують на необхідність суттєвих уточнень представленої схеми. На рис. 9.4 наведено просторово – часовий меридіональний переріз атмосфери з 45° півн.ш. до 40° півд.ш. уздовж меридіану 180°.

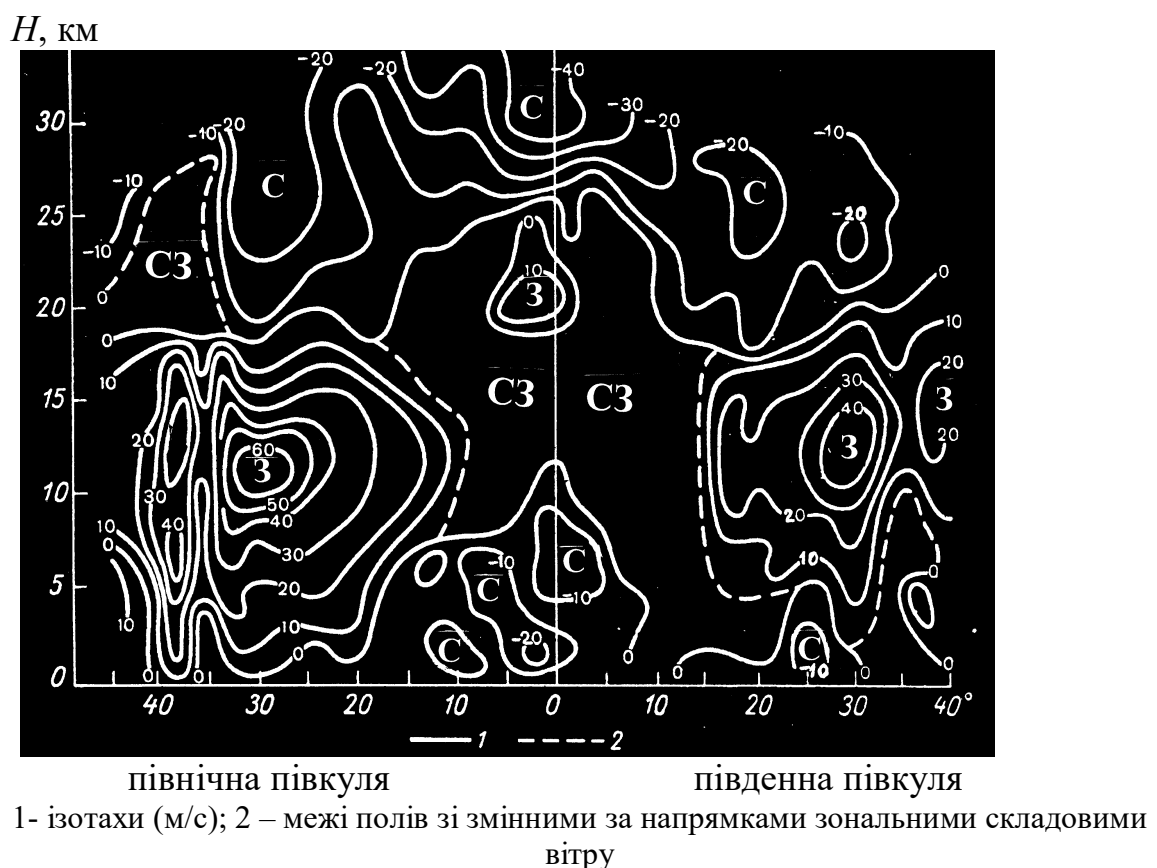


Рис. 9.4 - Просторово – часовий меридіональний переріз атмосфери (зональні складові вітру) над Тихим океаном з листопада 1961 р. по лютий 1962 р. Додатні (від'ємні) значення вказують швидкість західних (східних) напрямків вітру

В тропосфері тропічних та субтропічних широт, обмежених 30° півд.ш. та $20^\circ - 40^\circ$ півн.ш. чітко можна спостерігати струминні течії з швидкостями до $40 - 60$ м/с на висотах $11 - 13$ км. За напрямком до екватора в обох півкулях західні вітри слабшають. Як видно з рис. 9.4, по обидві сторони від екватора до $10^\circ - 15^\circ$ в нижній частині тропосфери до висот $7 - 10$ км спостерігаються стійкі східні вітри. В шарі від 18 до 24 км чітко вимальовується вузький прошарок стратосферних західних вітрів з віссю, яка припадає на $2^\circ - 3^\circ$ півн.ш., з боків і знизу якого розміщуються слабкі західні та східні вітри. Вище цього рівня спостерігаються екваторіальні східні стратосферні вітри зі швидкостями, що досягають $30 - 40$ м/с. Та цей переріз не є типовим для стратосфери низьких широт, хоч такий тришаруватий переріз протилежних зональних складових вітру в шарі $0 - 30$ км спостерігається дуже часто. Аналіз результатів обробки даних 539 високих радіозондових підйомів (до 25 км), для нижнього приводного шару, показав, що східна складова вітру в тропічній зоні Тихого та Індійського океанів зустрічається у 86% випадків. У 14% випадків на рівні моря тут спостерігаються західні складові вітру.

Будова зональних складових повітряних течій в тропічній зоні значно складніша, ніж це було зображено на схемах загальної циркуляції атмосфери або середніх меридіональних перерізах.

Далі будуть наведені дані про вертикальну будову зональної складової вітру, які найбільш часто зустрічаються: двошаруватої, тришаруватої (рис. 9.5) та чотиришаруватої (рис. 9.6) схем. Рисунки надають уявлення про мінливість вертикальної будови зональної складової вітру в тропічній зоні.

В межах двошаруватої схеми зустрічається чотири різновиди. Рівень обернення вітру (H_1) в двошаруватій схемі знаходиться в тропіках в середньому на висоті 12 км, а біля екватора – на рівні 14 км. Зустрічаються різновиди, в яких ця висота змінюється від $4 - 18$ км в тропіках та $8 - 24$ км біля екватора. Характерним для цих різновидів двошаруватої схеми є те, що рівень обернення (H_1) вітру біля екватора вище, ніж у тропіках. Двошарувата модель СЗ, що починається зі східного вітру, зустрічається значно частіше біля екватора (84%), ніж в тропіках (16%). Двошарувата модель ЗС, яка починається із західного вітру на рівні моря, біля екватора повторюється лише в 5% випадках, а в тропіках – в 95% , при цьому середній рівень обернення західного вітру на східний (H_1) знаходиться на рівні 18 та 20 км відповідно.

Варіації рівнів обернення вітру (H_1) в тропічній зоні характерні не тільки для двошаруватої моделі циркуляції, але і для інших схем. Наприклад, на рис. 9.5 зображені характерні відповідні варіанти тришаруватої схеми, яка в тропічній зоні має найбільшу повторюваність (36%).

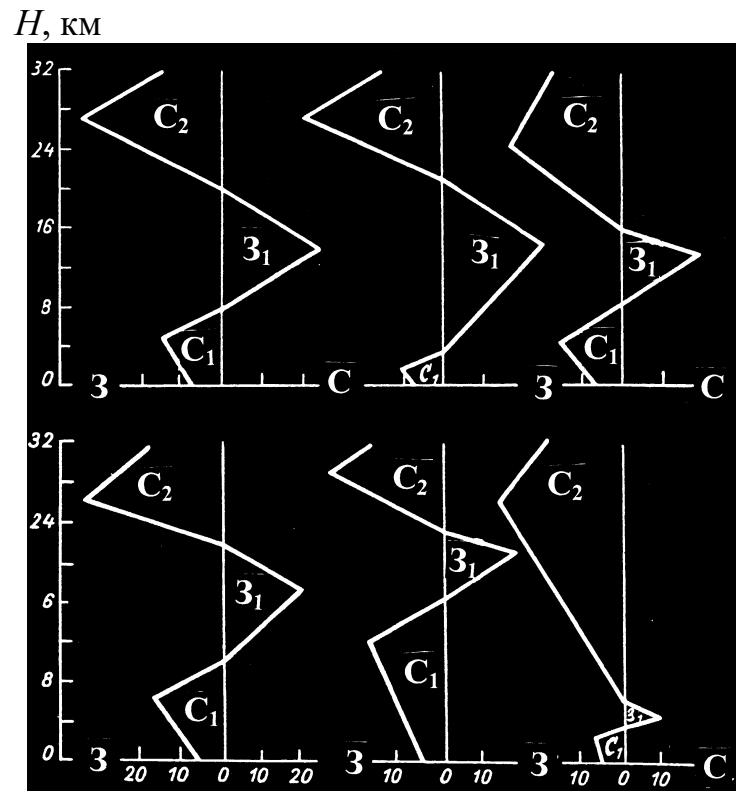


Рис. 9.5 - Тришарувата схема схід, захід, схід (C3C) та її різновиди для екваторіальної зони

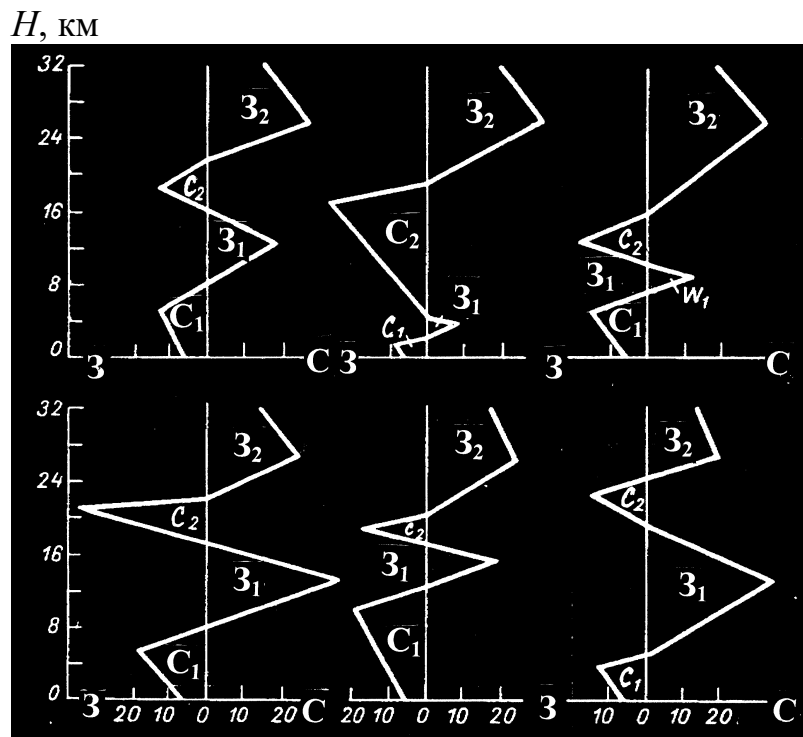


Рис. 9.6 - Чотиришарувата схема схід, захід, схід, захід (C3C3) та її різновиди для екваторіальної зони

Видно, що рівні першого (H_1) та другого (H_2) обернення вітру в тропічній зоні коливаються в достатньо широких межах. В середньому для тришаруватої схеми, як і для двошаруватої моделі ці рівні біля екватора вище, ніж в тропіках. При цьому середній рівень другого обернення (H_2), вище якого в нижній стратосфері зберігається один і той самий напрямок зональної складової вітру біля екватора та в тропіках, знаходиться на висоті 20 - 23 км.

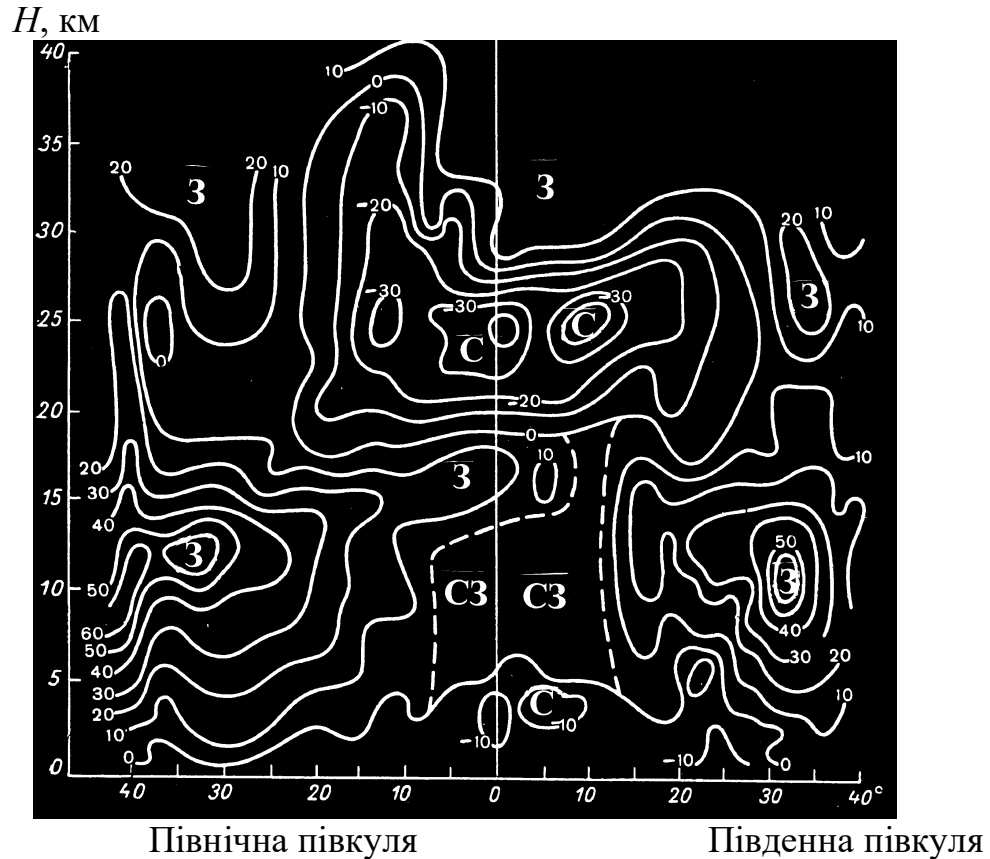
Розглянуті моделі вертикального розподілу зональної складової вітру в тропічній стратосфері й мезосфері мають значні розбіжності. Якщо в двошаруватій (СЗ) і чотиришаруватій (СЗСЗ) схемах в нижній стратосфері вітер західний, то в триохшаруватій (СЗС), як і в двошаруватій (ЗС), він східний. На вказаних схемах спостерігається близько 90 % випадків, з яких на західні вітри в нижній стратосфері припадає 33 %, а на східні – 57 %. Таким чином, західна складова вітру в нижній тропічній стратосфері, на відміну від позатропічної, зустрічається рідше, ніж східна.

Типова чотиришарувата схема для екваторіальної зони центральної частини Тихого океану зображена на рис. 9.7. Вона характеризується розміщенням західних струминних течій зі швидкостями 60 м/с на висотах 8 - 13 км в обох півкулях тропічної і субтропічної зон. В нижній стратосфері, в шарі 14 - 19 км, спостерігаються слабкі екваторіальні західні вітри, які в північній півкулі не ізольовані від тропосферних західних вітрів більш високих широт. В шарі 18 – 28 км, там, де в тришаруватій схемі (рис. 9.5) розміщуються західні вітри Берсона, відмічаються доволі значні східні вітри, зі швидкістю до 30 м/с, які на більших висотах знову змінюються західними вітрами.

Виявленні на рис. 9.7 особливості вертикальних нашарувань вітру в екваторіальній стратосфері не є локальним явищем. В цьому можна впевнитись при порівнянні рис. 9.7 та рис. 9.8. Цей переріз (рис. 9.8), побудований для екваторіальної зони Атлантичного океану за осінній період 1963 р. за даними радіозондування. Він дуже схожий на попередній, але є деякі відмінності. На рис. 9.8 видно, що в екваторіальній зоні Атлантичного океану також відмічається чотиришарувата модель вітру СЗСЗ. Східні вітри також займають проміжок в шарі 17 – 24 км між західними вітрами, однак східні стратосферні вітри слабкіші, а західні, особливо верхні, значно сильніші (68 м/с). В зоні цих західних вітрів чітко вимальовуються дві струминні течії, розміщені симетрично в обидві сторони від екватора.

Х.П. Погосян, класифікуючи струминні течії, окрім нетропічних та субтропічних західних струминних течій, відокремлює ще екваторіальні й стратосферні, відзначивши, що екваторіальні струминні течії виникають на південній периферії високих субтропічних антициклонів північної півкулі. Влітку вони значно інтенсивніші, ніж в перехідні сезони. На рівні 50 - 30 гПа східна екваторіальна течія спостерігається поблизу екватора на півдні

Аравійського півострова, Індії та Тихому океані. Найбільш сильна східна течія спостерігається на південній периферії літнього високого антициклону над Аравійським півостровом та Північною Африкою, де в межах широт 10 - 20° середня швидкість перевищує 100 – 120 км/год.



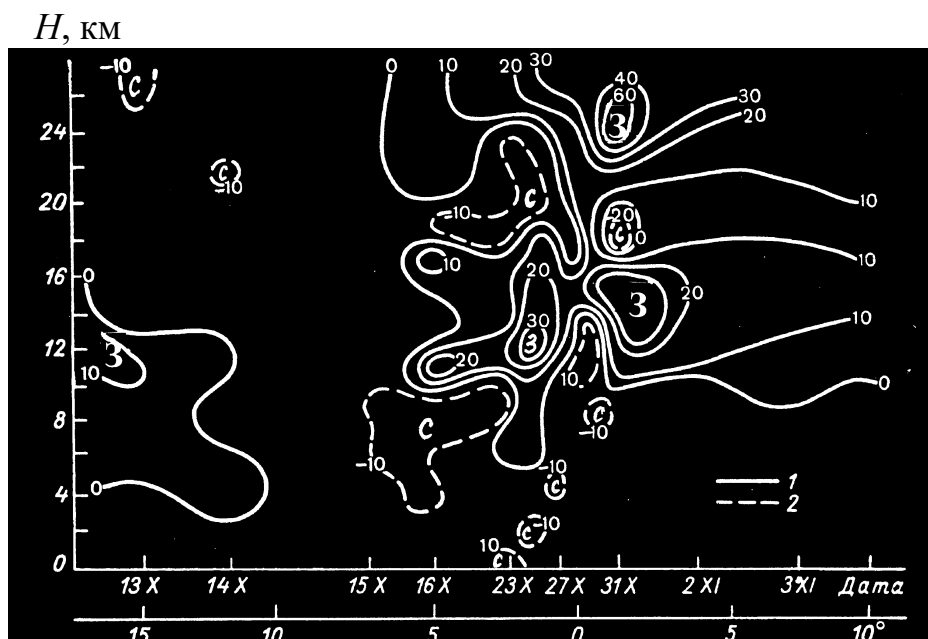
1- ізоахи (м/с); 2 – межі полів зі змінними за напрямками зональними складовими вітру

Рис. 9.7 - Просторово – часовий меридіональний переріз атмосфери (зональні складові вітру) над Тихим океаном. Березень – травень 1963 р.

В результаті аналізу з'ясувалось, що в екваторіальній зоні зустрічаються як західні, так і східні струминні течії. Як ті, так і інші можуть спостерігатись в тропосфері і в стратосфері, особливо у широтній зоні до 7 - 10°.

Представлені дані переконують у тому, що в тропосфері й стратосфері екваторіальної зони спостерігається багатошаруватість повітряних течій протилежних напрямків одночасно. В декількох таких шарах, швидкість може досягати великих значень, характерних для струминних течій. Тому доцільно розмежувати тропосферні екваторіальні західні і східні струминні течії, а також стратосферні екваторіальні західні і східні струминні течії. Невелика повторюваність західних стратосферних екваторіальних

струминних течій обумовлена взагалі значно меншою повторюваністю західних вітрів в нижній стратосфері.



1 - ізотахи західної (3) складової (м/с); 2 - ізотахи східної (C) складової (м/с)

Рис. 9.8 - Просторово – часовий меридіональний переріз атмосфери (зональні складові вітру) над Атлантичним океаном з 13 жовтня по 4 листопада 1963 р.

Вертикальна структура меридіональних потоків. Меридіональна циркуляція відіграє велику роль в системі загальної циркуляції атмосфери. Великомасштабні хвилі та вихори, а також середня меридіональна циркуляція є важливими механізмами формування зональної циркуляції, підтримуючи баланс кількості руху, тепла і вологи в атмосфері. Тому вивченню меридіональної циркуляції присвячена велика кількість літератури.

На рис. 9.9 приводиться типовий приклад перерізу атмосфери екваторіальної зони для зональної і меридіональної складової потоку, збудований за даним радіозондування. З перерізу видно, що в межах шару з одним напрямком зональної складової вітру меридіональна складова багаторазово змінює свій знак. Коли нижній східний потік простягається від рівня моря до висоти 15 км, в шарах 0 – 2 км він має південну складову, від 2 до 7 км – північну, від 7 – 10 км – південну, а від 10 – 12 км – знову північну. Відмічена багаторазова зміна напрямків меридіональної складової в межах одного і того ж напрямку зональної складової потоку є типовою для вертикальної циркуляції в тропічній зоні.

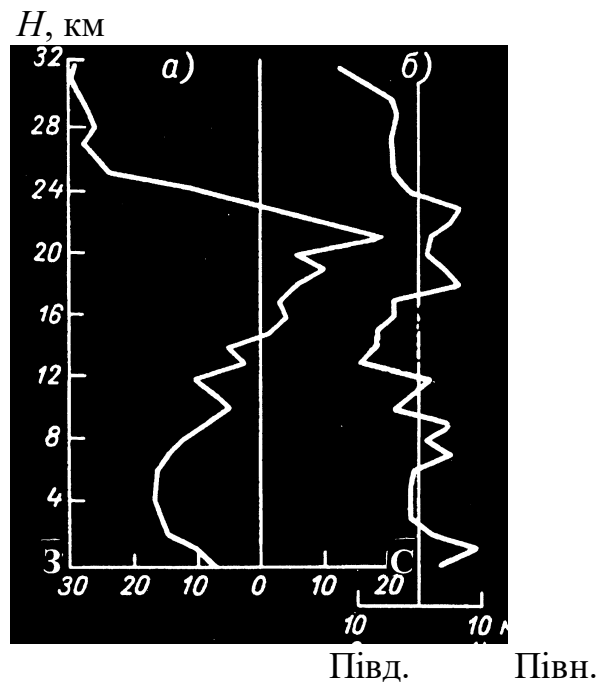


Рис. 9.9 – Вертикальний розподіл зональних (а) і меридіональних (б) складових вітру 14 липня 1962 р.

Пасатна та антипасатна циркуляція виявляються лише з переважання знаку результуючого меридіонального переносу. В середньому для зими і літа результуюча меридіональна складова в бік екватора (пасатна циркуляція) в шарі із східною складовою спостерігається тільки в 63 %, а від екватора в шарі із західною складовою зонального потоку – у 68 % випадків. В середньому для 10° півн.ш. в січні з рівня 500 гПа до рівня 50 гПа включно сума південних меридіональних складових перевищує суму північних. В липні картина обернена, хоча і менш однорідна, ніж в січні.

Найбільш стійкий меридіональний перенос від літньої півкулі в зимову спостерігається в стратосфері (72 %), ніж в тропосфері (60 % випадків). Це вказує на те, що вперше виявлене в Атлантиці проникнення східних потоків із стратосфери літньої півкулі в стратосферу тропічної зони зимової півкулі спостерігається над Тихим океаном, і отже, має глобальний характер.

9.2.1.3 Циклічні коливання зональної складової вітру в нижній стратосфері.

Цікаві особливості циркуляції в нижній екваторіальній стратосфері широко обговорюються останні роки у світовій метеорологічній літературі. Представлений на рис. 9.10 хід кривих зображає присутність періодичності, або циклічності, в змінах зональної складової вітру в нижній стратосфері. Перші праці, в яких висловлювалось припущення про систематичну зміну східних і західних вітрів в нижній екваторіальній стратосфері, були опубліковані П. Грейстоном і Ф.Е. Мак-Крері.

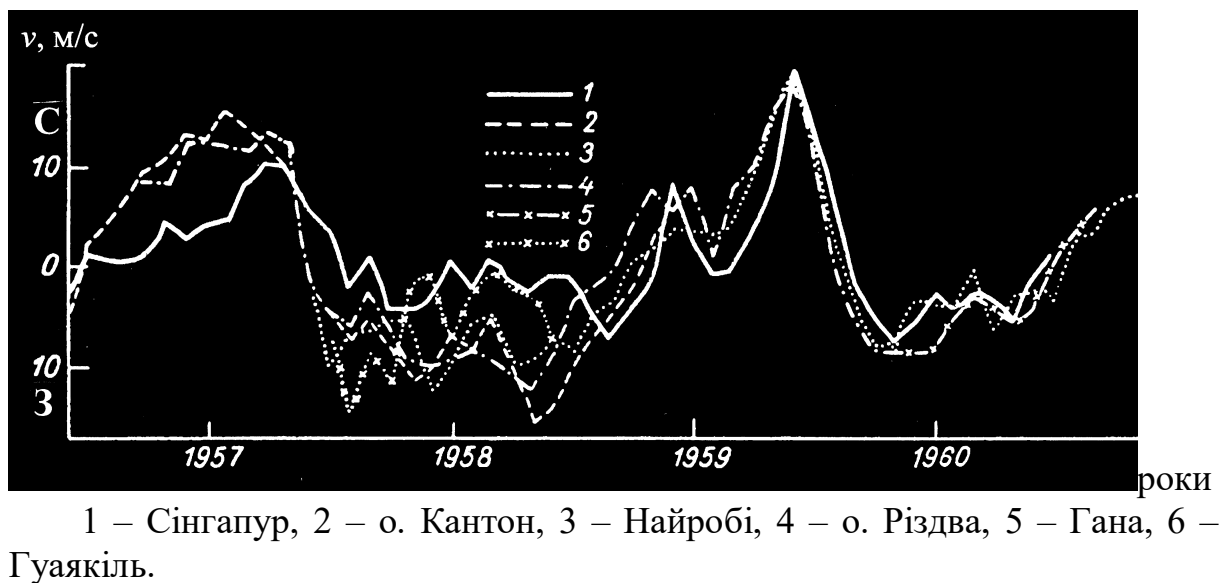


Рис. 9.10 – Розподіл середніх місячних значень зональної складової вітру на поверхні 60 гПа, січень

Грейстоном П. і Мак-Крері Ф.Е. по змінах вітру над о. Різдва було виявлено, що як східні, так і західні вітри з'явилися спочатку на верхній межі радіозондування (27 – 30 км), а потім поступово спускалися донизу. У подальшому було встановлено, що подібна циклічність відмічається на більшості екваторіальних станцій.

Окрім річних та піврічних коливань, пов'язаних з сезонним сонячним циклом, спостерігається сильне коливання середнього зонального вітру і температури в нижній стратосфері в тропіках з періодом, що складає в середньому 26 місяців (квазідворічне коливання). Також встановлено, що таке коливання починається на висоті 30 км і затухає, наближаючись до рівня тропопаузи.

За даними Р. Ріда, максимальні амплітуди коливань (в середньому 20 м/с) відмічаються біля екватора на рівні 30 гПа, нижче 50 гПа амплітуда різко зменшується. На північ та південь від екватора амплітуда майже

симетрично зменшується, і на 20° широти коливання стають незначними.

Як і піврічне, квазидворічне коливання найбільш чітко спостерігається на висотно – часовому перетині середніх місячних значень зональної компоненти швидкості вітру, побудованому за даними екваторіальних станцій (рис. 9.11). На рисунку чітко видно випадки східних і західних вітрових режимів, що чергуються з середнім періодом 26 – 30 місяців, східних і західних вітрових режимів. Коливання мають приблизно сталу амплітуду (20 м/с) в зоні між 22 - 30 км.

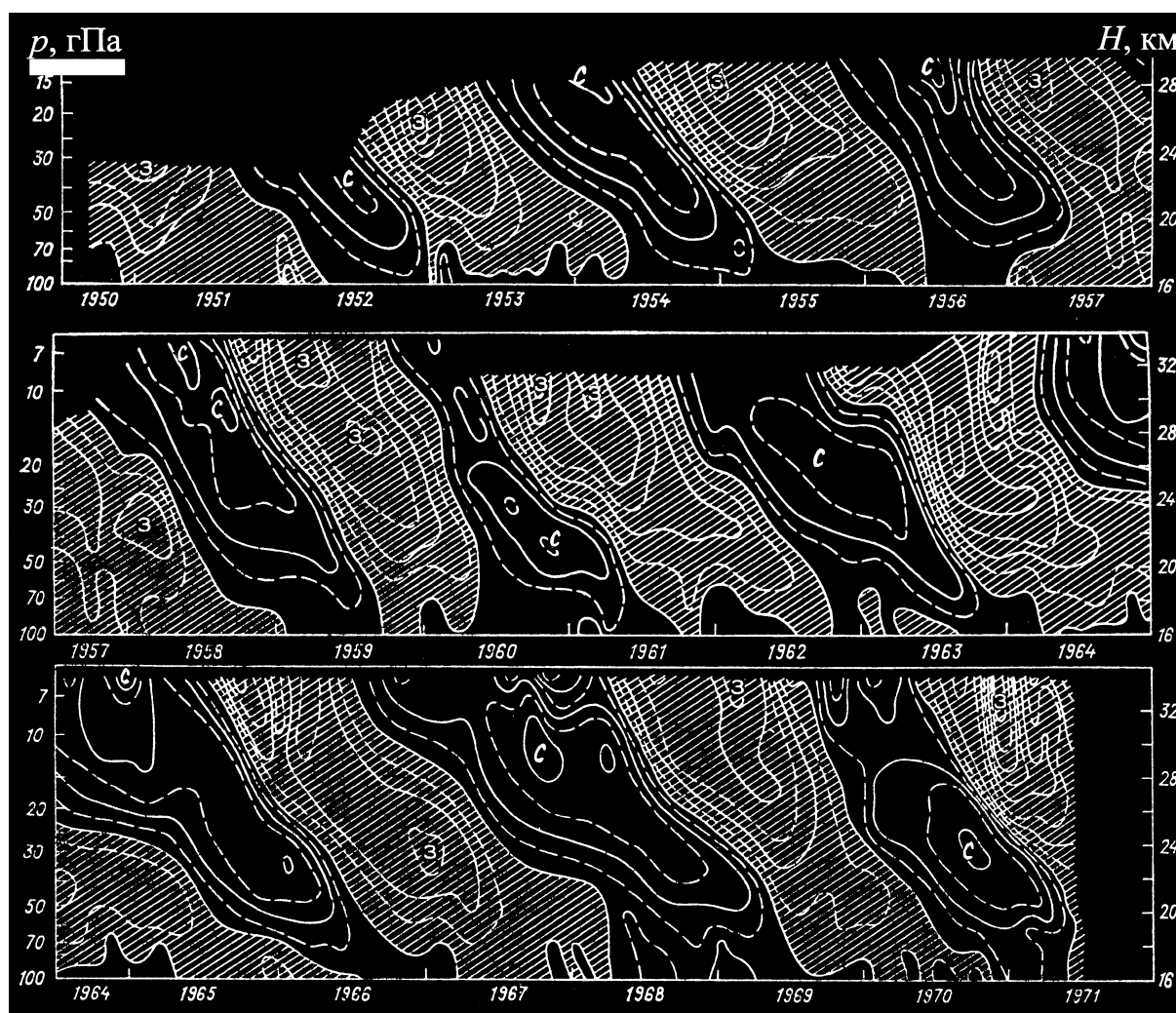


Рис. 9.11 – Висотно – часовий переріз поля середньо зонального вітру поблизу 9° півн.ш. (ізотахи проведені через 10 м/с)

В даний час ще не існує загальноприйнятої теорії про природу та причини появи західних вітрів в нижній екваторіальній стратосфері й квазидворічного циклу їх повторювання. З цього питання існують різні точки зору і гіпотези:

1. Однією з теорій, що розглядається, є можливі земні причини утворення 26 – місячного циклу зональної складової вітру: явище власних

коливань атмосфери, субгармонійний резонанс нелінійних коливань атмосфери та явище биття. Явище биття було виявлено при експериментальних дослідженнях конвекції в обертовій рідині між двома концентричними циліндрами, які спричиняють циклічні зміни зонального потоку з періодом, більшим за період обертання. Але ця теорія спричинила значні протиріччя, оскільки 26 – місячна циклічність краще проявляється в екваторіальній зоні, де сила Коріоліса зменшується, а явище биття виникає при однорідних швидкостях обертання і характеризує циркуляцію в середніх і високих широтах.

2. В теорії Д.О. Стейлі, коливання зональної складової вітру в екваторіальній стратосфері має вимушений хвильовий геострофічний рух, що виникає внаслідок розповсюдження вниз тепла. Джерелом останнього є ультрафіолетова сонячна радіація з періодичністю 26 місяців, яка впливає на озоновий шар.

3. Інша теорія В.С. Пурганського базувалась на розв'язанні системи рівнянь гідродинаміки, застосованої до вузької екваторіальної зони, яке показало, що при малих значеннях амплітуди вертикального градієнта температури, що змінюється з періодом 12 місяців, виникають коливання з подвійним періодом, а саме, 24 місяці.

4. Найбільш широко обговорювалась теорія Варьярда та Ебдона – про зовнішнє джерело коливання. Таким джерелом частіше називають сонячну активність – ефект ультрафіолетового випромінювання Сонця, пов'язаного з групами сонячних плям, що найбільше відображається на високих шарах низьких широт. Дослідження зміни спектра місячних відносних чисел сонячних плям, тобто аналіз коливань спектра сонячних плям, виявив слабкий пік з періодом 25 місяців.

5. Л. А. Вітельс висловив іншу гіпотезу, що базується на двох періодичних коливаннях, яка пояснювала квазідворічну циклічність в атмосфері: періоду осевого обертання Сонця (27,3 доби), синодичного періоду обертання Місяця (29,5 доби). Перший з них обґрунтовує зміщення активних довгот Сонця відносно Землі, другий – зміну місячних фаз. Умови проходження через центральний меридіан Сонця визначеної активної довготи при тому ж розміщенні Землі, Сонця і Місяця, настають через $27,3 \times 29,5 = 805,35$ діб (2,2 року або 26, 5 місяця).

9.2.1.4 Турбулентний режим нижньої стратосфери.

Турбулентний обмін відіграє визначальну роль у перенесенні тепла, вологи і кількості руху в граничному шарі атмосфери. Довгий час серед метеорологів існувала думка, що турбулентність в стратосфері або відсутня, або вона дуже слабка. Базувалось це положення на відомому

факті: в нижній стратосфері переважає стійка (ізотермічна або інверсійна) термічна стратифікація, яка заважає розвитку турбулентного обміну. Однак в останні роки частіше стали звертати увагу на те, що в стратосфері спостерігається сильна неоднорідність поля температури по горизонталі і, як наслідок, великі вертикальні градієнти швидкості вітру (β). Відповідно до критерію Річардсона, збільшення β^2 зумовлює зростання енергії турбулентних рухів.

Спостереження показали, що в стратосфері можливі значні швидкості горизонтального вітру, подібні до тропосферних. Найбільш часто вісь струминних течій розміщується у верхній тропосфері (в шарі 500 – 200 гПа). Однак є значне число випадків, коли вони спостерігались в стратосфері. Поблизу осі струменя (максимуму швидкості вітру), симетрично від нього спостерігаються великі вертикальні градієнти швидкості вітру, які збільшуються від 3 до 20 - 25 м/с на 1 км висоти.

У зв'язку з тим, що влітку у високих широтах стратосфери спостерігається область тепла, над більшою частиною півкулі переважає антициклонічна циркуляція і східний вітер. Рівень, на якому відбувається обернення (зміна) напрямку вітру з західного (в тропосфері) на східний (в стратосфері) називають вітропаузою або велопаузою, де теоретично швидкість вітру повинна дорівнювати нулю. Висота рівня обернення вітру в помірних широтах коливається в межах 18 – 26 км (70 – 20 гПа). В області велопаузи вертикальний градієнт швидкості вітру може досягати великих значень за рахунок різкої зміни напрямку вітру.

Ці дані про режим вітру в нижній стратосфері дозволяють зробити висновок, що в цьому шарі існують умови для виникнення турбулентності. Критерієм інтенсивності турбулентного обміну є відоме число Річардсона:

$$Ri = \frac{g}{T} \cdot \frac{(\gamma_a - \gamma)}{\beta^2}, \quad (9.8)$$

де g – прискорення вільного падіння; T – температура;
 γ_a і γ - сухо адіабатичний і фактичний вертикальні градієнти температури;

$\beta = \frac{d\vec{v}}{dz}$ - вертикальний градієнт вектора швидкості вітру.

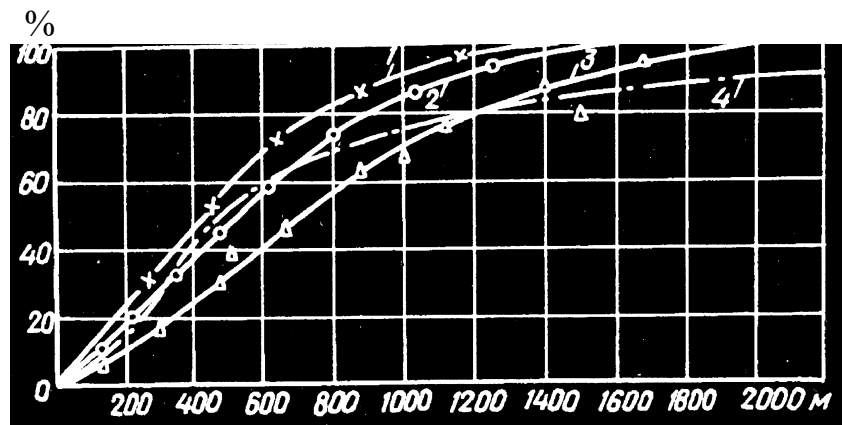
Турбулентність в атмосфері тим більша, чим менші значення Ri .

Що стосується турбулентних зон, де можлива бовтанка літака, то вони мають значно складнішу будову: ці зони мають обмежені розміри по горизонталі і вертикалі. Спостерігається декілька зон підвищеної турбулентності в межах однієї струминної течії. На рис. 9.12 представлена

накопичена (інтегральна) повторювальність турбулентних зон для різних широт.

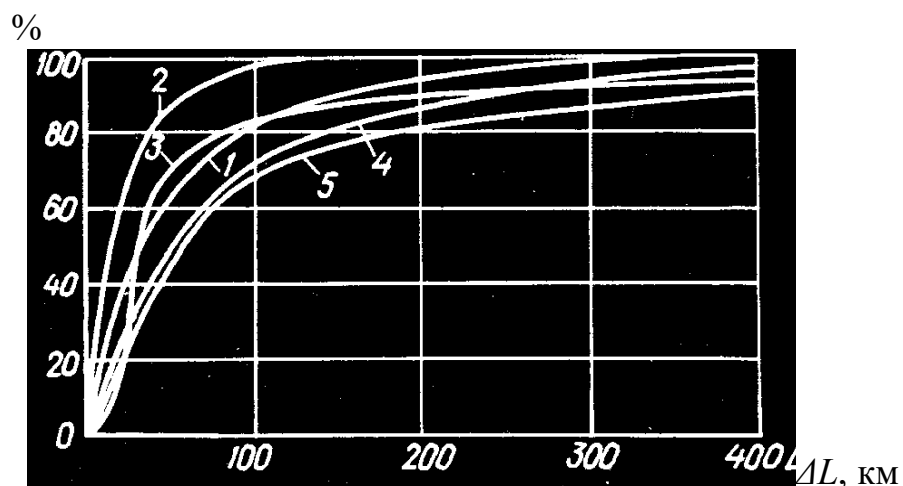
Аналіз рисунка показав, що у 80 % випадків товщина зон перевищує 700, 900 і 1200 м в північних, помірних і південних широтах відповідно. Зі зменшенням широти товщина турбулентних зон в середньому збільшується.

Відповідно до рис. 9.13, горизонтальна протяжність турбулентних зон теж змінюється в широких межах.



1 – північні; 2 – помірні; 3 – південні широти; 4 – Канада.

Рис. 9.12 – Накопичена (інтегральна) повторюваність товщі турбулентних зон



1 – верхня тропосфера (США); 2 – стратосфера (США); 3 – помірні широти; 4 – Канада; 5 – південні широти (колишн. СРСР).

Рис. 9.13 - Накопичена (інтегральна) повторюваність горизонтальної протяжності турбулентних зон

У 80 % випадків вона не перевищує 40 км в стратосфері (над США), 80 км – в верхній тропосфері та в помірних широтах, 150 – 160 км – в

південних широтах і над Канадою. В стратосфері, за даними польотів літака У-2, протяжність турбулентних зон в 70 % випадків менше 30 км і тільки в 0,5 % випадків вона більше 100 км.

Максимальна повторюваність бовтанки (9,4 %) спостерігається там, де частіше за все розміщена вісь струминної течії, відмічаються найбільші швидкості вітру та вертикальні градієнти. В стратосфері повторюваність бовтанки у декілька разів менша, ніж у верхній тропосфері та в області тропопаузи. Також вона має тенденцію зменшуватись з висотою.

9.2.2 Особливості атмосферної циркуляції в верхній стратосфері і мезосфері

На відміну від нижньої, верхня стратосфера й мезосфера відноситься до області стратосферної циркуляції. При цьому цей шар верхньої атмосфери (від 24 – 25 до 80 – 85 км) характеризується добре розвинутою зональною циркуляцією. Взимку тут переважають (рис. 9.1) західні складові вітру, швидкість яких може досягати 80 м/с (в окремих випадках 150 м/с) на висоті 65 км. Влітку розвиваються східні вітри, швидкість яких теж збільшується з висотою і на рівні 70 км може досягати 60 м/с (в окремих випадках 200 м/с).

Тепловий режим стратосфери й мезосфери визначається головним чином сонячною радіацією і перш за все здатністю озону поглинати та випромінювати короткохвильову радіацію Сонця. Розрахунки адвективних та адіабатичних змін температури показали, що вони відіграють головну роль у неперіодичних змінах полів температури і геопотенціалу, а як наслідок, і вітру.

9.2.2.1 Вітровий режим верхньої стратосфери.

Верхня стратосфера займає шар від рівня 24 – 25 км до стратопаузи (50 – 55 км). Цей шар характеризується зростанням температури з висотою, отже, великою стійкістю.

Стратосферне повітря нагрівається за рахунок поглинання сонячної радіації озоном. Воно найбільше охолоджується в полярних районах Землі, тому за умов полярної ночі в зимовій півкулі горизонтальний градієнт температури в стратосфері спрямований з тропічної зони у бік полюса, а влітку в високих широтах стратосфери формується область тепла, і градієнт температури спрямований до екватора, що спричиняє перебудову атмосферної циркуляції.

Характерною особливістю верхньої стратосфери є добре розвинута зональна циркуляція. Взимку переважають західні складові вітру,

швидкість яких посилюється з висотою, досягаючи максимальних значень на рівні стратопаузи. Як видно із рис. 9.14, зимові західні вітри зароджуються поблизу періоду осіннього рівнодення і швидко створюють сильну повітряну течію, що охоплює всю північну півкулю. Максимальний розвиток західних вітрів спостерігається в першій половині грудня. Цей період в стратосферній циркуляції називають періодом зимових шквалів.

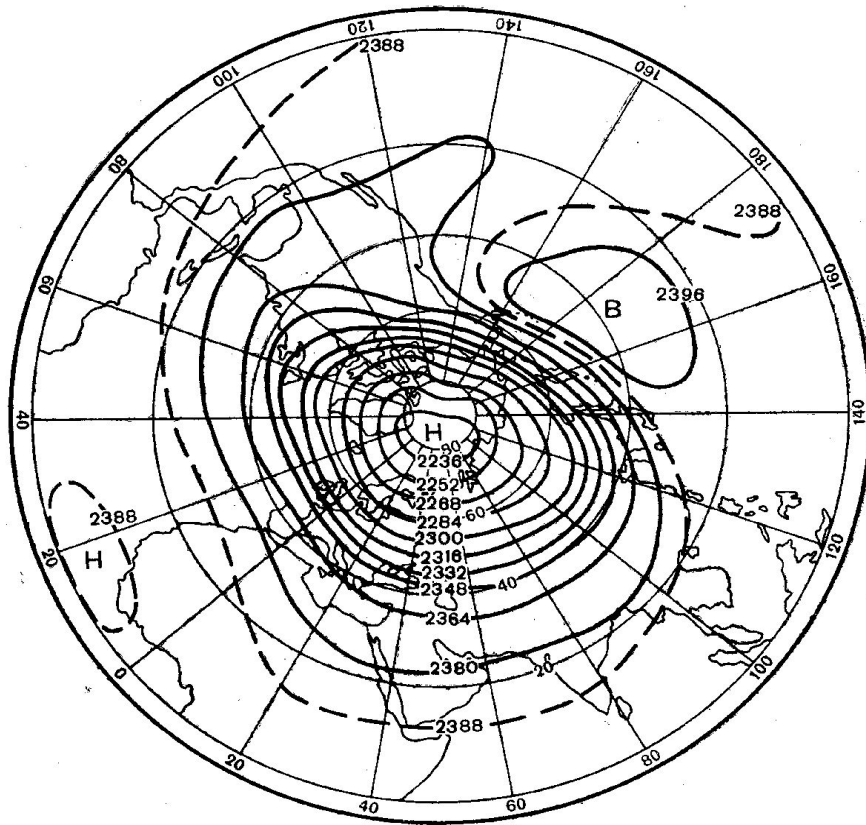


Рис. 9.14 – Карта AT_{30} , січень

На початку квітня (рис. 9.15) західна циркуляція починає руйнуватися і відбувається весняна перебудова вітрів, пов'язана з антициклоном, який виникає за рахунок переміщення теплих повітряних мас з Атлантики, Північної Африки та Іранського нагір'я.

В травні починають відроджуватись східні вітри, середня швидкість яких в помірних широтах 10 – 12 м/с. Вони поступово збільшуються і досягають максимальних швидкостей в липні. На карті AT_{30} (рис. 9.16) видно, що величини горизонтальних градієнтів тиску влітку значно менші, ніж в зимовий період. Літня циркуляція більш стала, ніж зимова, її руйнування відбувається впродовж серпня і вересня.

Аналіз амплітуди річного ходу зональної складової вітру показує, що поза тропіками літні східні і зимові західні течії максимальні в період

сонцестояння. Для умов рівнодення характерне суттєве ослаблення швидкості зонального потоку

Меридіональна компонента вітру порівняно із зональною мала. Впродовж року переважають південні складові вітру.

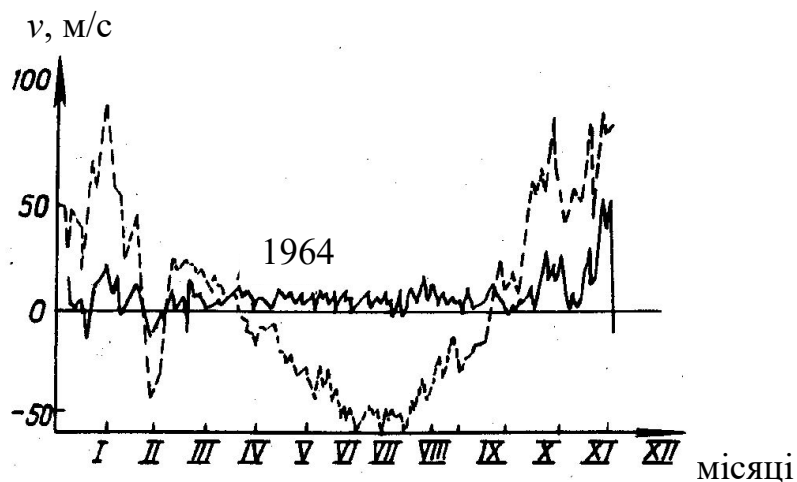


Рис. 9.15 – Сезонний розподіл зональної (1 - додатні – західні, від’ємні – східні) та меридіональної (2 – додатні – південна, від’ємні - північна) складової вітру (м/с)

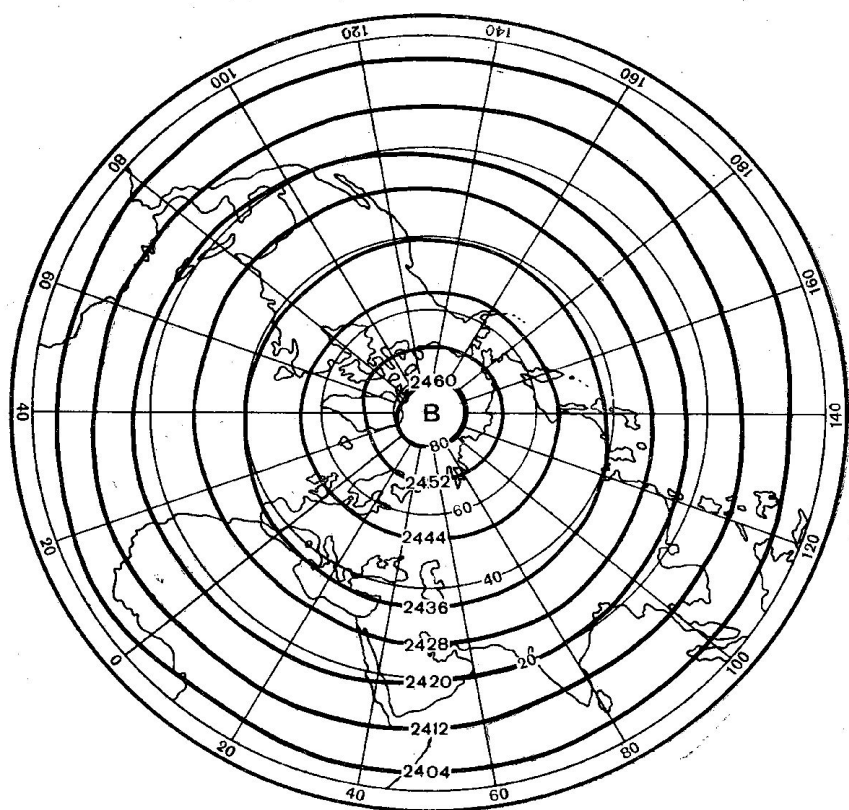


Рис. 9.16 – Карта AT_{30} , липень

9.2.2.2 Особливості поля вітру в мезосфері

Мезосфера розміщується між рівнем стратоспаузи (50 – 55 км) та висотою 85 км. В нижній мезосфері (до рівня 70 км) впродовж року горизонтальний градієнт температури спрямований від полюса до екватора, в результаті чого спостерігається східний термічний вітер, за рахунок якого зимовий західний вітер зменшує швидкість з висотою, а літній східний вітер посилюється, досягаючи максимуму у верхній мезосфері. У верхній мезосфері існує температурний градієнт, спрямований від зимової мезоспаузи до літньої, що спричиняє західний термічний вітер.

Атмосферна циркуляція в мезосфері більш мінлива, ніж циркуляція в стратосфері та характеризується більшими значеннями меридіональних складових. Меридіональна складова призводить до виникнення вертикальних рухів в районі мезоспаузи. Висхідні рухи в районі літньої мезоспаузи повинні існувати за рахунок розміщеної нижче теплої, розширеної стратоспаузи, нагрітої від сонячної радіації. В районі теплої зимової мезоспаузи відповідно виникають низхідні рухи.

Меридіональний переріз зонального вітру, зображений на рис. 9.17, свідчить про те, що зимові західні вітри спостерігаються до висот 100 – 110 км, швидкість яких з висотою зменшується, тоді як літні східні вітри з висотою посилюються. Максимальні східні вітри спостерігаються на рівні 60 – 70 км, вище 70 км літній східний вітер зменшується і на висоті 80 – 90 км змінюється на західний.

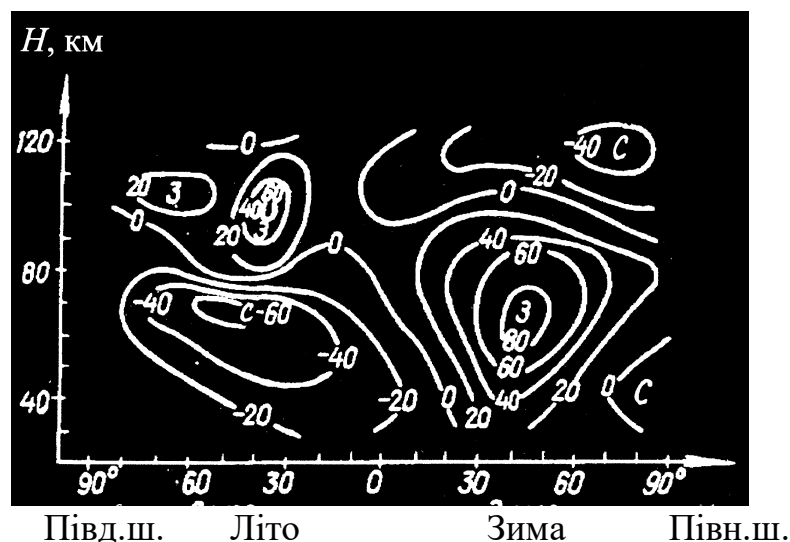


Рис. 9.17 – Меридіональний переріз середнього зонального вітру на висотах від 30 до 120 км в період сонцестояння

Середній профіль зонального вітру за ракетними даними зображений на рис. 9.18, вказує на те, що літні східні вітри в помірних широтах досягають максимуму в середній мезосфері (60 – 65 км) та на рівні мезопаузи, а вище 80 км вони різко зменшуються та змінюються на західні в межах термосфери.

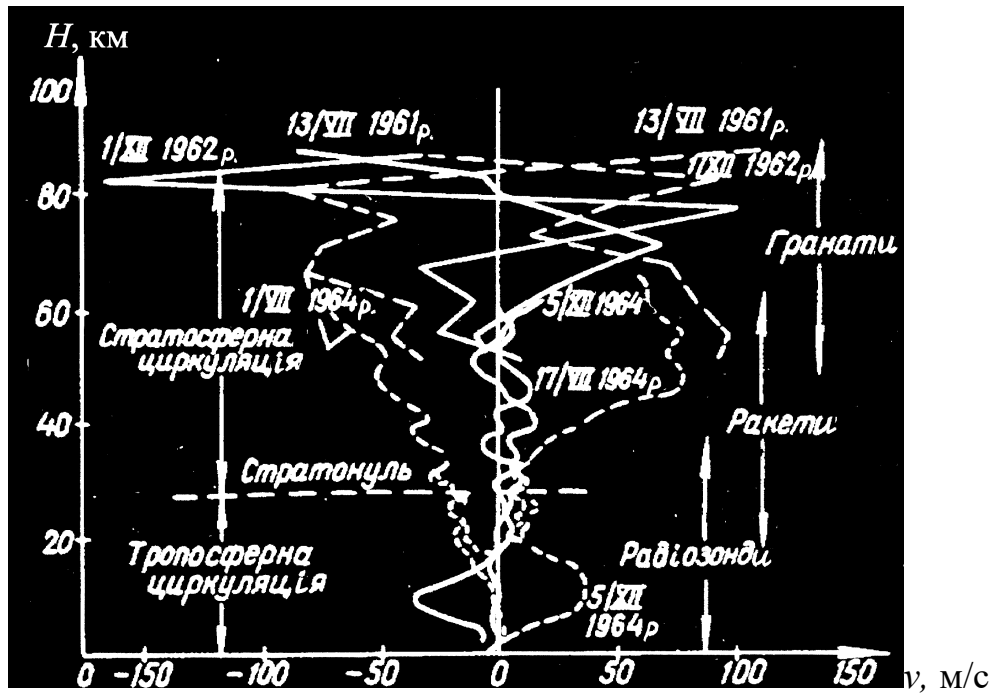


Рис. 9.18 - Профіль зонального (1 – додатні – західний напрямок) і меридіонального (2 – додатні – південні) складових вітру

Стосовно меридіональної складової, то в нижній мезосфері переважають південні складові вітру, максимальні швидкості яких досягають 50 – 100 м/с.

9.2.2.3 Сезонні коливання швидкості вітру та перебудови циркуляції.

Стратосферний антициклон, що визначає циркуляцію в літній період, на поверхні 30 гПа в південній півкулі слабкіший, і геострофічний вітер менший, ніж в північній півкулі. Над Антарктидою і Субантарктикою поверхня 30 гПа повинна знаходитись ближче до нижньої межі стратосферного антициклону, розміщеної тут вище, ніж в північному полярному районі. В той же час було відмічено, що інтенсивність східного літнього переносу у верхній стратосфері в низьких широтах в південній півкулі більша.

Період існування східних вітрів в середній стратосфері південної півкулі вдвоє коротший, ніж в північній півкулі, що також визначається

більш низькими значеннями тиску і температури в нижніх шарах атмосфери.

В кінці літнього періоду в середній стратосфері обох полярних районів зміна східного переносу західним відбувається схожим чином – з практично одночасним зникненням східного переносу в зоні широт 55 - 90° і послідовним повільним відступом поясу високого тиску. Відмінність південної півкулі у тому, що малорозвинутий антициклон і пов'язана з ним східна циркуляція зникає на місяць раніше. Західний перенос в зимовій стратосфері в Антарктиці є більш інтенсивним, ніж в Арктиці, це дозволило зробити висновок про те, що в зимовий період циклонічні вихори у південному полярному районі розвинуті сильніше, що пов'язано з особливостями розподілу температури обох півкуль.

Сезонні зміни зональної швидкості вітру в стратосфері й мезосфері південної півкулі зображені на рис. 9.19.

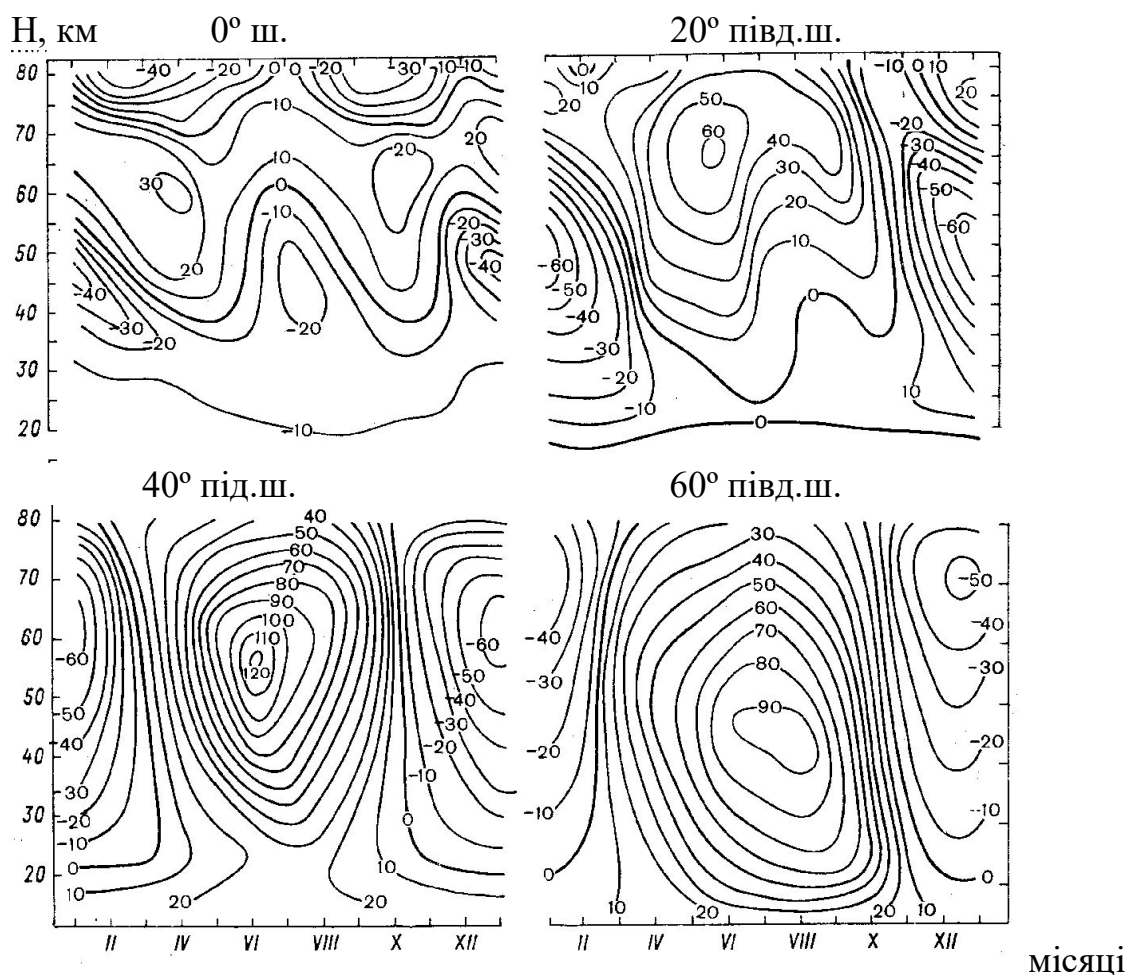


Рис. 9.19 - Сезонні зміни зональної складової швидкості вітру (м/с) у верхній атмосфері південної півкулі

Найбільша інтенсивність західного переносу спостерігається на початку зими в середніх широтах і в другій половині зими в полярних

районах. Максимум швидкості західного переносу спостерігається на висоті 60 км на 30° півд.ш. і знижується в бік високих широт - 40 – 45 км на 60 - 70° півд.ш.

Особливістю вітрового режиму екваторіальної стратосфери – присутність піврічного коливання з максимумами західного переносу в квітні і жовтні, що підтверджують дані рис. 9.20.

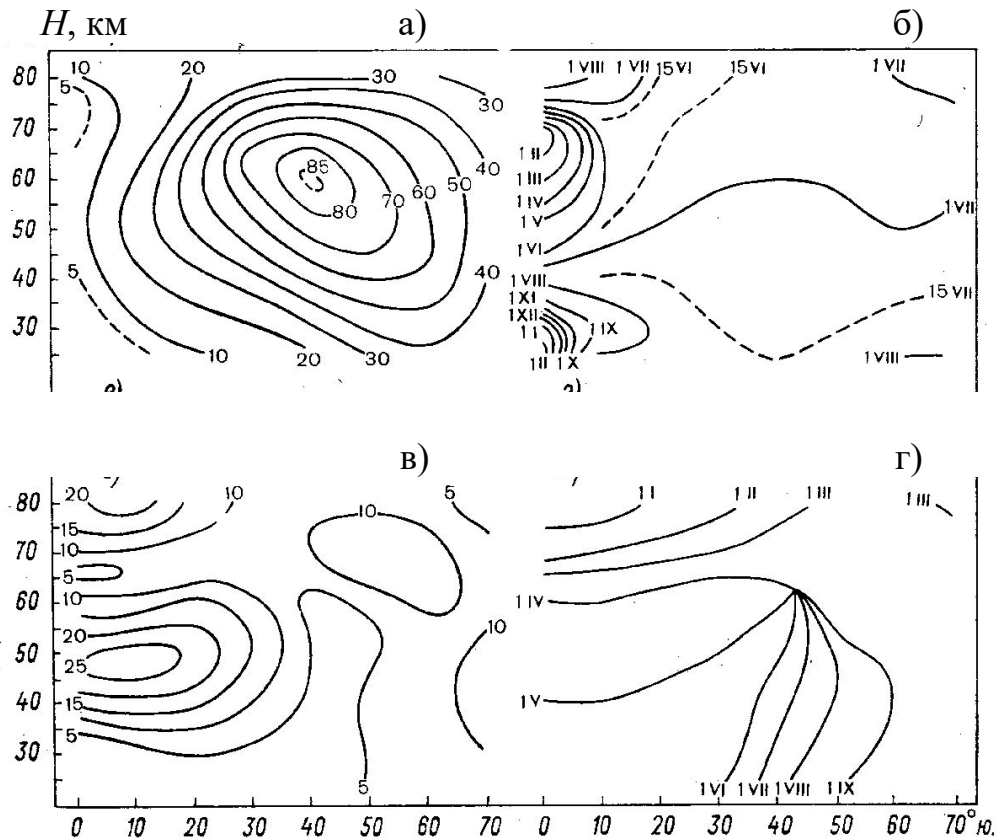


Рис. 9.20 – Амплітуда (м/с) і фаза (час максимуму) річного (а, б) і піврічного (в, г) коливання зональної складової швидкості вітру в верхній атмосфері південної півкулі

Амплітуда річного коливання на екваторі досягає 10 м/с на висотах 45 – 60 км. Піврічна хвиля над екватором значно послаблюється на висотах 65 – 70 км, а в верхній мезосфері знову посилюється, фаза коливання в цьому шарі практично протилежна фазі в нижній мезосфері. З віддаленням від екватора в обох півкулях зростає амплітуда річного коливання швидкості і досягає максимуму в 40 – х широтах в нижній мезосфері, а піврічний цикл значно зменшується.

Сезонні перебудови циркуляції характеризуються даними, представленими на рис. 9.21. В середніх і високих широтах південної півкулі розвиток антициклонічної циркуляції в весняний період відбувається зверху вниз – від мезопаузи до середньої стратосфери. Такий

самий напрямок розповсюдження перебудови по вертикалі спостерігається в субтропічній (20 - 30° півд.ш.) мезосфері, а в субтропічній стратосфері перебудова починається в середній стратосфері.

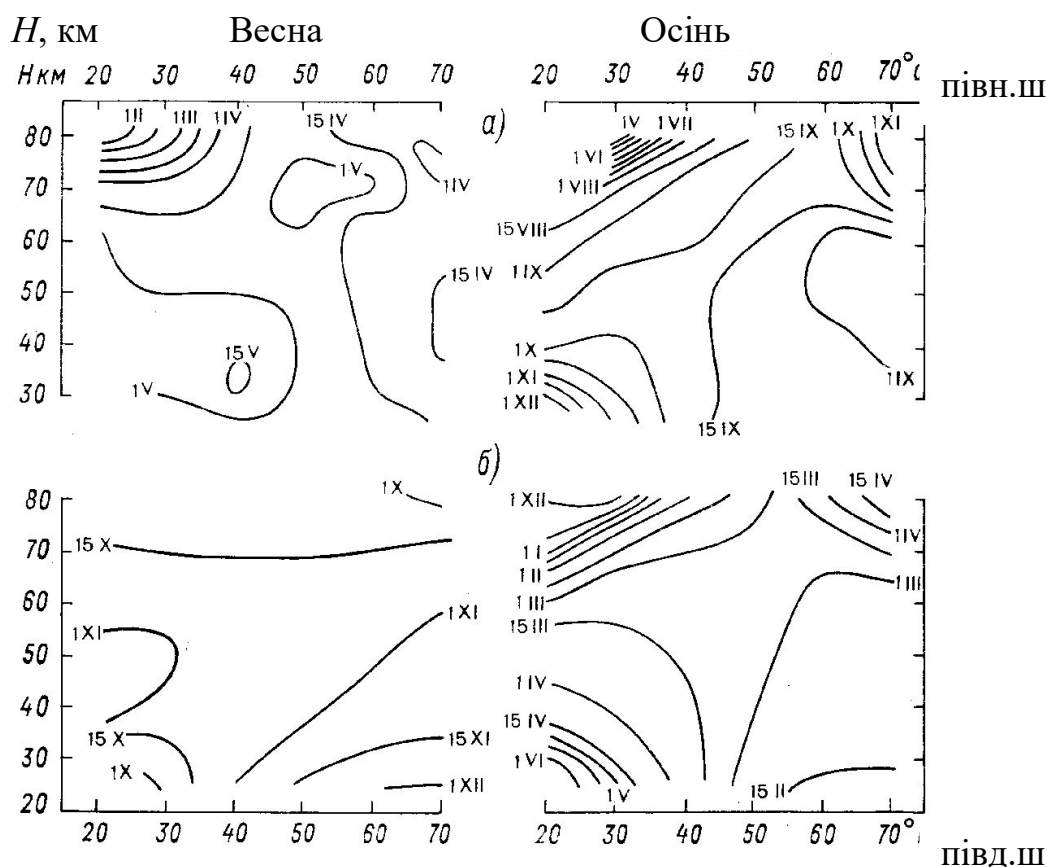


Рис. 9.21 – Середні дати сезонних змін зональних складових вітру в верхній атмосфері північної півкулі (а) і південної півкулі (б)

Особливість весняної перебудови циркуляції в Арктиці (рис. 9.21, а) полягає у її ранній появі на рівні стратопаузи і затримці в середній стратосфері й нижній мезосфері. В південній півкулі (рис. 9.21,б), така затримка чітко виявлена в високих широтах. Різниця в характері весняної перебудови є наслідком міжпівкульних розбіжностей термічного режиму в цей період.

Осіня перебудова циркуляції в обох півкулях взагалі починається в стратосфері позатропічних районів і в верхній мезосфері субтропічних районів. Перехід від східної циркуляції до західної в стратосфері субтропічних районів і верхній полярній мезосфері відбувається пізніше. Таким чином, в стратосфері і нижній мезосфері (до 60 км) зимовий західний перенос спочатку охоплює високі і середні широти, а потім розповсюджується в субтропічні райони. У верхній мезосфері слабкий східний перенос довше зберігається в полярних районах.

На широті 20 - 40° осіння перебудова в мезосфері відбувається раніше, ніж в стратосфері, а в полярних районах – обернене співвідношення. На широті 50° в обох півкулях осіннє перетворення всієї стратосферної й мезосферної циркуляції відбувається практично за 15 – 20 діб.

9.2.2.4 Турбулентний режим в шарі метеорних слідів.

Метеорологічні ракети проводять зондування атмосфери до висот 60 - 70 км. На більших висотах атмосфери вимірювання метеорологічних параметрів за допомогою ракет є епізодичними і майже відсутні. У зв'язку з цим при дослідженні режиму вітру в шарі атмосфери 80 - 110 км, який прийнято називати метеорним шаром, проводиться за допомогою метеорних слідів. Цей метод має достатню точність для визначення швидкості переносу та досліджень турбулентної структури вітру.

Вимірювання параметрів вітру за допомогою метеорних слідів базується на таких принципах. Метеорит при попаданні в густі шари атмосфери Землі сильно нагрівається під дією тертя та випаровується, створюючи метеорний слід – стовп сильно іонізованого повітря. Створений метеорний слід опромінюють радіохвилями високої частоти і точка, де хвиля зустрічається із слідом під прямим кутом, відбиває сигнал. Під впливом турбулентних вихорів метеорний слід переміщується та деформується. Це призводить до виникнення доплерівського зсуву частот, який дає зміну фаз відбитих сигналів, пропорційних радіальній складовій швидкості вітру. Таким чином, є можливість визначити величини горизонтальних і вертикальних турбулентних рухів та дати оцінку іншим параметрам турбулентних вихорів – лінійним та часовим масштабам.

Метеорний шар характеризується інтенсивним турбулентним перемішуванням. Для аналізу режиму вітру необхідно розраховувати середні значення складової вітру за часом, за допомогою яких можна досліджувати добовий хід швидкості вітру. Спостереження показали, що найбільша дисперсія складової вітру має місце у часи, коли відбувається зміна напрямку вітру.

Вітер в шарі 80 - 100 км характеризується значною мінливістю за величиною та напрямком, що спричиняє сильно розвинену турбулентність. За даними, які були отримані за допомогою спостережень за метеорними слідами, визначена повторюваність (число випадків) вертикальних градієнтів швидкості вітру в шарі 80 – 100 км. На рис. 9.22 представлені результати спостережень за 900 метеорними слідами.

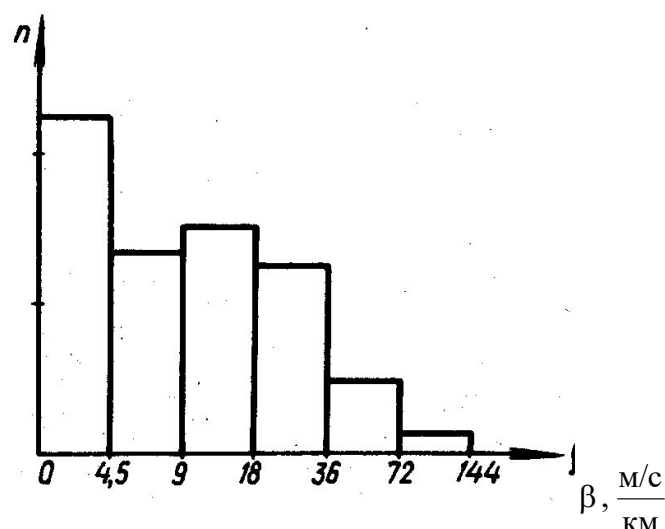


Рис. 9.22 – Повторюваність (число випадків) вертикальних градієнтів швидкості вітру в шарі 80 – 100 км

Відповідно до рис. 9.22 в шарі 80 – 100 км значення β (вертикальний градієнт вектора швидкості вітру) змінюється в межах 0 – 144 м/с на 1 км висоти за медіанним значенням 10 м/с на 1 км. При цьому в 7 % випадків $\beta > 36$ м/с і в 1 % випадків $\beta > 72$ м/с.

При дослідженні властивостей турбулентного потоку часто використовуються спектральні щільності ($S_u(\omega)$) турбулентних пульсацій, які є перетвореннями Фур'є від коваріаційної функції

$$S_u(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K_u(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau, \quad (9.9)$$

де ω - частота.

Спектральна щільність пов'язана із дисперсією (D_u) турбулентних пульсацій вітру

$$D_u = K_u(0) = \int_{-\infty}^{\infty} S_u(\omega) d\omega. \quad (9.10)$$

Новітні дані про спектральні характеристики поля турбулентності в стратосфері й мезосфері наведені на рис. 2.23 – 2.25. Ці графіки побудовані за даними спостережень штучних слідів, які створюються ракетами, що піднімаються. На рисунках зображена залежність спектральної щільності турбулентної енергії ($S(\omega)$) від просторової частоти. З цих рисунків видно, що у верхніх шарах в області високих частот справедливим є закон п'яти третіх ($-5/3$), а в області малих частот обернено пропорційна частоті в третьому степені.

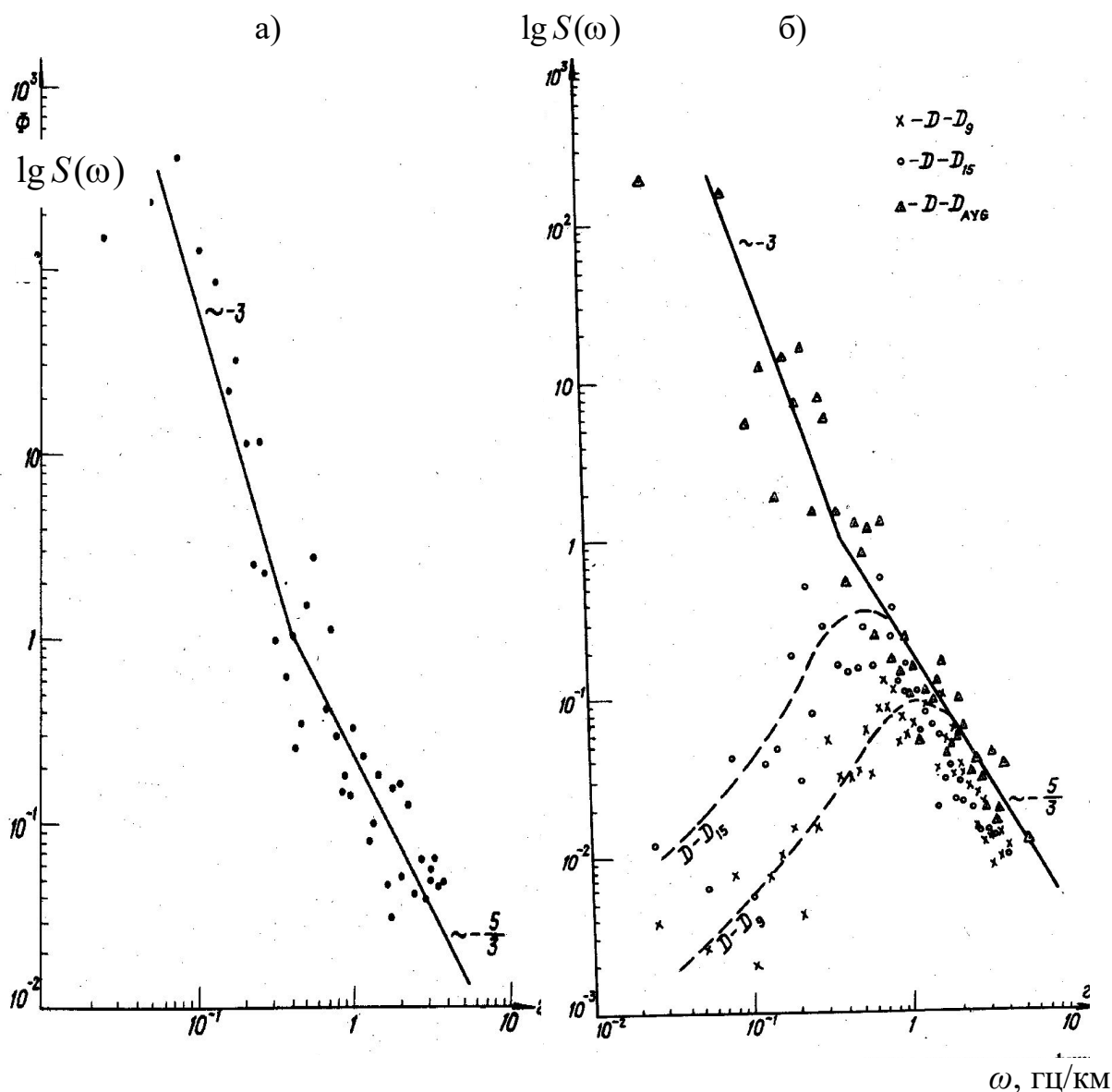


Рис. 9.23 – Поздовжня (а) та поперечна (б) просторова спектральна функція на висоті 50 км (Флорида, 1968 р.)

У ряді випадків дуже зручною для характеристики внутрішніх властивостей турбулентного потоку є структурна функція

$$B_u^2(\tau) = M[\{u'(t) - u'(t - \tau)\}^2]. \quad (9.11)$$

Зв'язок між структурною і коваріаційною функціями має співвідношення

$$B_u^2(\tau) = 2K_u(0) - 2K_u(\tau), \quad (9.12)$$

а зв'язок між структурною і кореляційною функціями (r_u)

$$B_u^2(\tau) = 2K_u(0)[1 - 2r_u(\tau)]. \quad (9.13)$$

Горизонтальні та вертикальні масштаби великих вихорів можуть бути визначені, якщо відомі кореляційні функції. Кореляційні функції горизонтальних турбулентних пульсацій були отримані Дж.С. Гринхоу. Він визначив, що горизонтальний масштаб цих турбулентних пульсацій дорівнює 150 км або 6000 с, а вертикальний масштаб перевищує 7 км. Масштаб нижньої частини спектра турбулентних вихорів становить приблизно 30 км. Представлені вище дані дозволили дослідити структуру турбулентних рухів в шарі метеорних слідів. Знаючи характер кореляційних функцій та дисперсії турбулентних компонент вітру, за допомогою формул (9.12), (9.13) можна розрахувати відповідні їм структурні функції. Графіки цих функцій представлені на рис. 9.24 та 9.25.

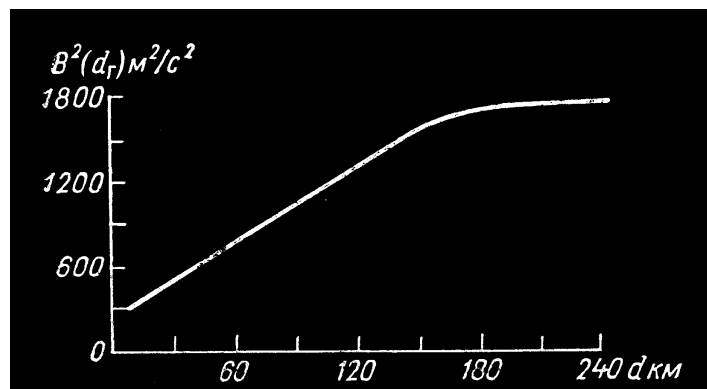


Рис. 9.24 – Структурна функція горизонтальних пульсацій швидкості вітру в шарі метеорних слідів в залежності від горизонтального масштабу вихорів

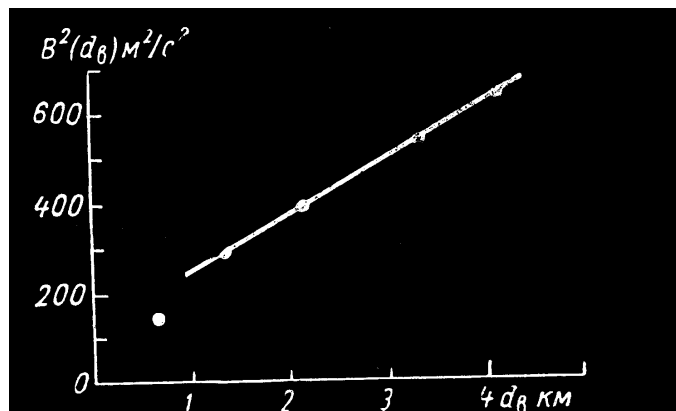


Рис. 9.25 – Структурна функція горизонтальних пульсацій швидкості вітру в шарі метеорних слідів в залежності від вертикального масштабу вихорів

На рис. 9.24 видно, що починаючи з масштабу 5 км, виконується закон «першого степеня» Юдіна. Структурна функція досягає насичення приблизно при значеннях масштабу 180 км, що підтверджується

розрахунками. Залежність структурної функції горизонтальних турбулентних пульсацій від горизонтального масштабу вихорів (d_G) має вигляд

$$B_G^2(l_G) = 9d_G, \quad (9.14)$$

а залежність структурної функції горизонтальних турбулентних пульсацій від вертикального масштабу вихорів (d_B) описується рівнянням

$$B_G^2(l_B) = 120d_B. \quad (9.15)$$

Структурна функція турбулентних пульсацій вітру пропорційна питомій флуктуаційній енергії турбулентного потоку. Тоді, якщо виконується закон «першого степеня», коефіцієнти у формулах (9.14) та (9.15) мають смисл градієнта цієї енергії. Відношення їх вказує, на скільки енергія турбулентності швидше змінюється у вертикальному напрямку порівняно із горизонтальним, таким чином характеризує анізотропію турбулентного потоку. Це відношення дорівнює приблизно чотирнадцяти.

9.2.3 Вітровий режим термосфери

Повітряні течії в термосфері експериментально досліджені найбільш повно в шарі 80 – 140 км за ракетними даними і даними радіолокаційних спостережень за метеорами.

Поле зональної складової вітру для нижньої термосфери помірних широт представлено на рис. 2.26. В шарі 80 – 100 км відбувається перебудова атмосферної циркуляції від стратосферної до іоносферної. В літній період над областю східного потоку в межах висот 20 – 95 км простежуються західні вітри. При цьому зимовий західний потік, що охоплює шар 20 – 100 км, переходить в східний з максимумом на висоті 120 км. Східні вітри найбільш інтенсивні в високих широтах і відмічаються до висоти 140 км. Зміна напрямку вітру (зі східного на західний) в холодний період спостерігається на висотах 120 – 140 км, вище яких у помірних широтах впродовж всього року переважають тільки західні повітряні течії. Західні вітри з висот 140 – 150 км є типовими і для інших широтних зон. Гармонічний аналіз результатів вимірювання зональної компоненти вітру за багаторічними даними показав, що в нижній термосфері існує помітна річна амплітуда її коливання. Починаючи з висоти 90 км, де зональна компонента вітру практично відсутня, відбувається її збільшення з висотою і на рівні 110 - 120 км її річна амплітуда досягає 30 - 35 м/с.

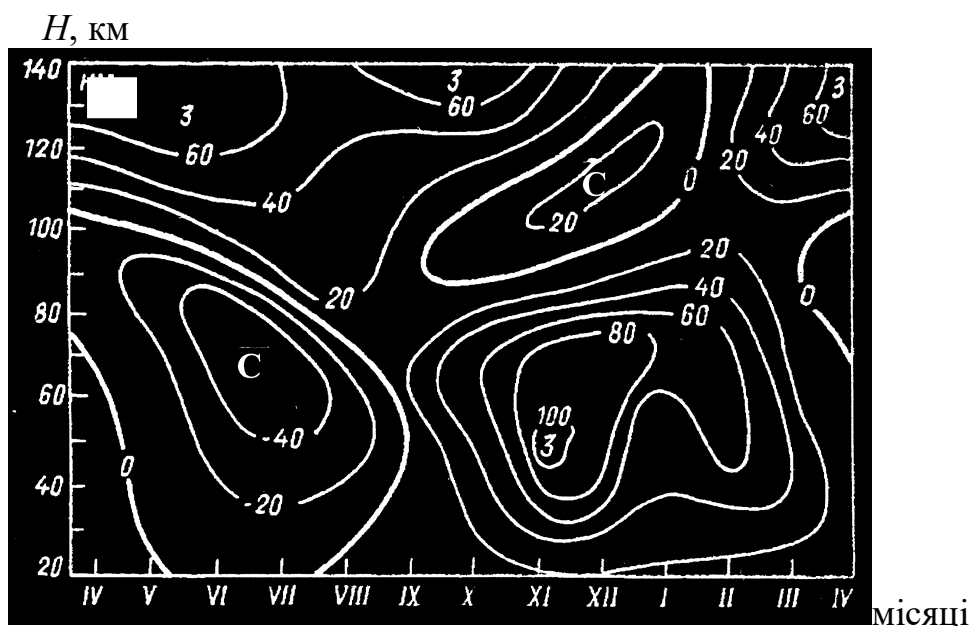


Рис. 9.26 – Річний переріз зонального вітру (м/с) для помірних широт за ракетними, метеорними та іоносферними даними

Основні особливості розподілу меридіонального вітру в нижній термосфері встановлені за допомогою експериментальних вимірювань. В високих широтах у шарі 80 – 95 км переважають північні течії з максимальними швидкостями 70 – 80 м/с в зимовий період. На більших висотах нижньої термосфери переважає південний напрямок меридіонального вітру. В помірних широтах повітряні течії на висотах 80 – 95 км мають чітко сформовану південну складову меридіонального переносу з максимумом (30 м/с) в літній період. Для шарів вище 95 км меридіональний вітер має річну циклічність: влітку вітер переважно північний, а взимку – південний.

Вітровий режим термосфери залежить у значній мірі від присутності такого явища, як авроральні суббурі – різкий зріст концентрації енергійних заряджених частинок, пов'язаних з полярними сяйвами під впливом геомагнітних збурень. При цьому перед початком суббурі переважає сильний західний вітер, який після максимального розвитку суббурі змінюється на слабкий південно-східний.

Крім того, вітровий режим на висотах в термосфері на відміну від нижніх шарів атмосфери ускладнюється впливом припливних явищ. Приплив – це збурення, що спричиняється під впливом зовнішнього фактора і, перш за все, Сонця. Сонячні припливи мають період 24 години або добові гармоніки (12, 8, 6 годин). В термосфері переважає 24-годинний приплив, пов'язаний, головним чином, з нагріванням за рахунок поглинання сонячного ультрафіолетового випромінювання.

Припливні рухи стають помітними ще в мезосфері і швидко зростають з висотою в шарі 80 – 110 км. Амплітуди припливних коливань зрівнюються з величинами середнього вітру, а в шарі 110 - 130 км вони значно більші. Збільшення амплітуди з висотою пов'язано з відсутністю дисипації (втрати) енергії. Вплив атмосферних припливів відбивається на півдобових коливаннях приземного атмосферного тиску, які більш чітко спостерігаються в низьких широтах. На рівні 100 км варіації тиску відповідають 10 %, а відповідні їм швидкості повітря 50 м/с.

Поряд з атмосферними припливами значну роль в динамічних процесах відіграють внутрішні гравітаційні хвилі. Гравітаційні хвилі – це вертикальні поперечні коливання атмосфери, при яких частинка переміщується в вертикальній площині. Довжини гравітаційних хвиль досягають десятків-сотень кілометрів, а період – хвилини і десятки хвилин. Ці хвилі призводять до руйнування регулярності компонент швидкості вітру з амплітудою до 30 м/с і є головним джерелом турбулентності на висотах. Максимальний ефект їх впливу простежується на висотах 95–105 км.

9.3 Вплив планетарних хвиль на термодинамічні процеси у верхній атмосфері

Окрім розглянутих вище циклічних варіації середніх зональних вітрів у стратосфері, мезосфері й термосфері спостерігаються нерегулярні та міжрічні варіації, що обумовлені нелінійним впливом планетарних хвиль, які розповсюджуються вертикально. Вони відіграють первинну роль в загальній циркуляції атмосфери завдяки обміну кількості руху та енергії із середньою зональною течією.

9.3.1 Позатропічні планетарні хвилі та миттєві стратосферні потепління

Вихрові рухи в стратосфері створюються в першу чергу ультрадовгими квазістаціонарними планетарними хвилями, характерними для зимової півкулі. Квазігеострофічні хвилі, що генеруються в тропосфері, можуть частково розповсюджуватись у вертикальному напрямку за умови коли фазова швидкість відносно середнього зонального вітру спрямована на захід і в той же час не перевищує деяке критичне значення, що зменшується з довжиною хвилі. Таким чином, всі хвилі, окрім ультрадовгих, зазвичай виявляються «замкненими» в тропосфері. Утримання стаціонарних планетарних хвиль східними середніми зональними вітрами і розповсюдження частини енергії ультрадовгих

планетарних хвиль вертикально при західних вітрах пояснює суттєву різницю між літніми і зимовими стратосферними картами баричної топографії (рис. 9.27).

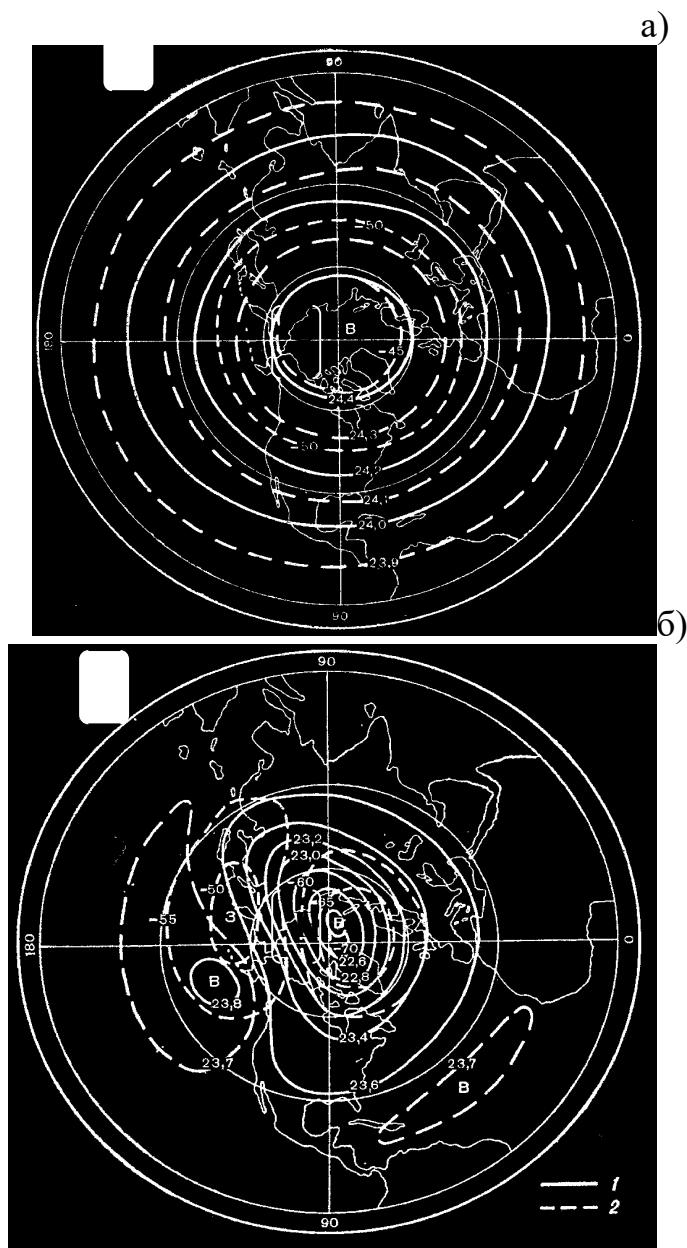
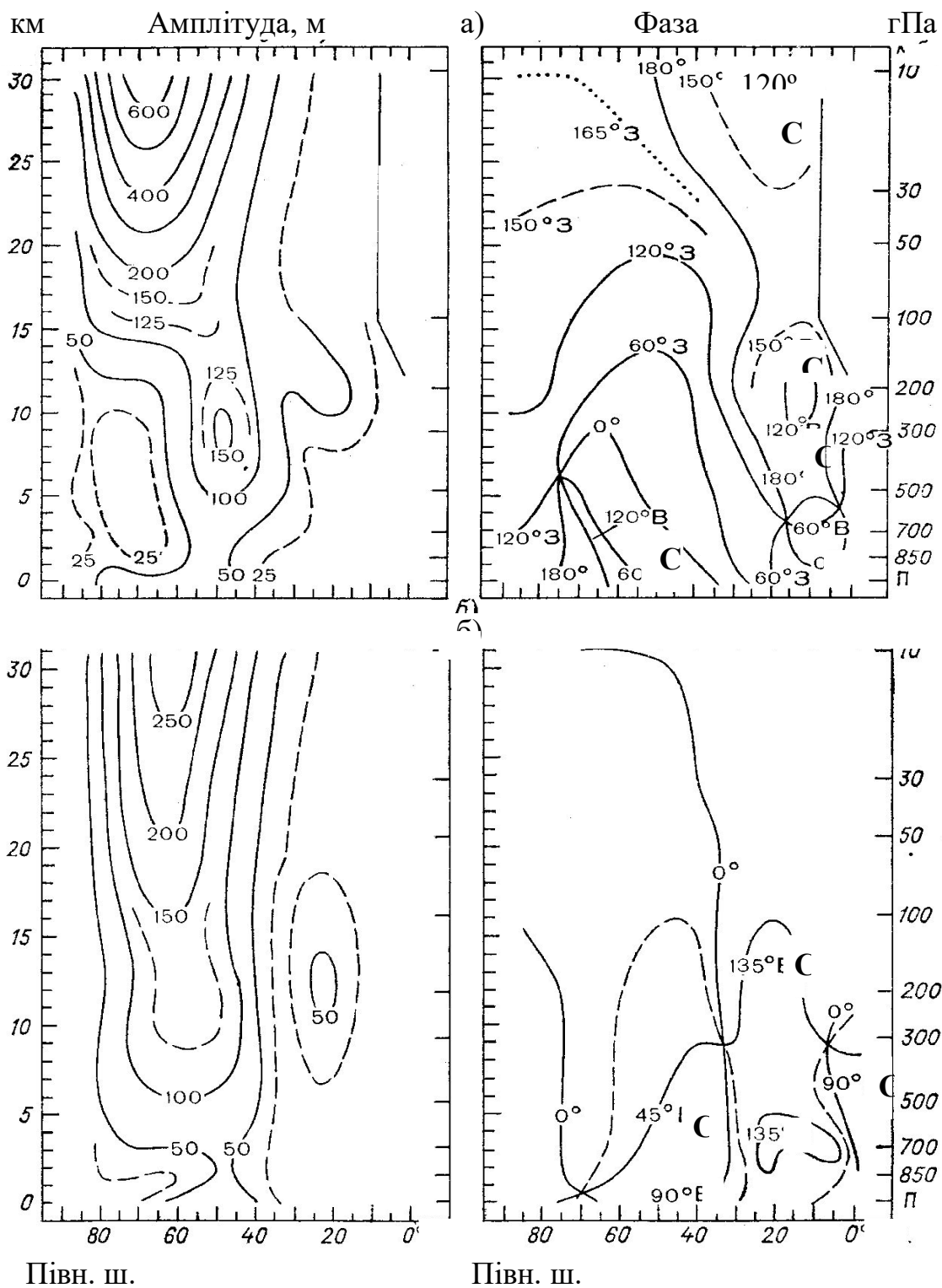


Рис. 9.27 – Ізолінії середніх сезонних висот (км) поверхні 30 гПа (1) і температури (°C) (2) влітку (а) і взимку (б) в північній півкулі

Якщо розкласти поля геопотенціальних висот ізобаричної поверхні у ряд Фур'є, то отримаємо систему амплітуд коливань для різних хвильових чисел, яким приписують відповідні числа із натурального ряду у порядку зменшення значень хвильових чисел. Влітку середня циркуляція на рівні 30 гПа в північній півкулі створює майже симетричний циркумполярний антициклонічний вихор, а взимку – циклонічний полярний вихор, який у значній мірі спотворений гребенем високого тиску (алеутським

максимумом), обумовленим зональними гармоніками з хвильовими числами 1 і 2. Будова таких стаціонарних збурень, що вертикально розповсюджуються, зображена на рис. 9.28.



Найбільші амплітуди локалізовані у стратосфері уздовж осі струминної течії полярної ночі, при цьому амплітуди з висотою зростають до рівня 10 гПа. Подібні квазістаціонарні хвилі спостерігаються в зимовій стратосфері південної півкулі, але значну амплітуду мають лише збурення з хвильовим числом 1.

Другий тип нестационарної поведінки, дуже суттєвий для динамічних процесів в стратосфері північної півкулі – часові зміни вертикального потоку енергії планетарних хвиль із зональними хвильовими числами 1 і 2. Амплітуда цих планетарних хвиль в стратосфері змінюється щодоби з характерним часовим масштабом близько двох тижнів. Ця мінливість може пояснюватись вертикальним потоком хвильової енергії, пов'язаним з коливаннями сили тропосферних західних вітрів. Ця гіпотеза узгоджується з даними про розповсюдження енергії вгору, що зображена на рис. 9.29.

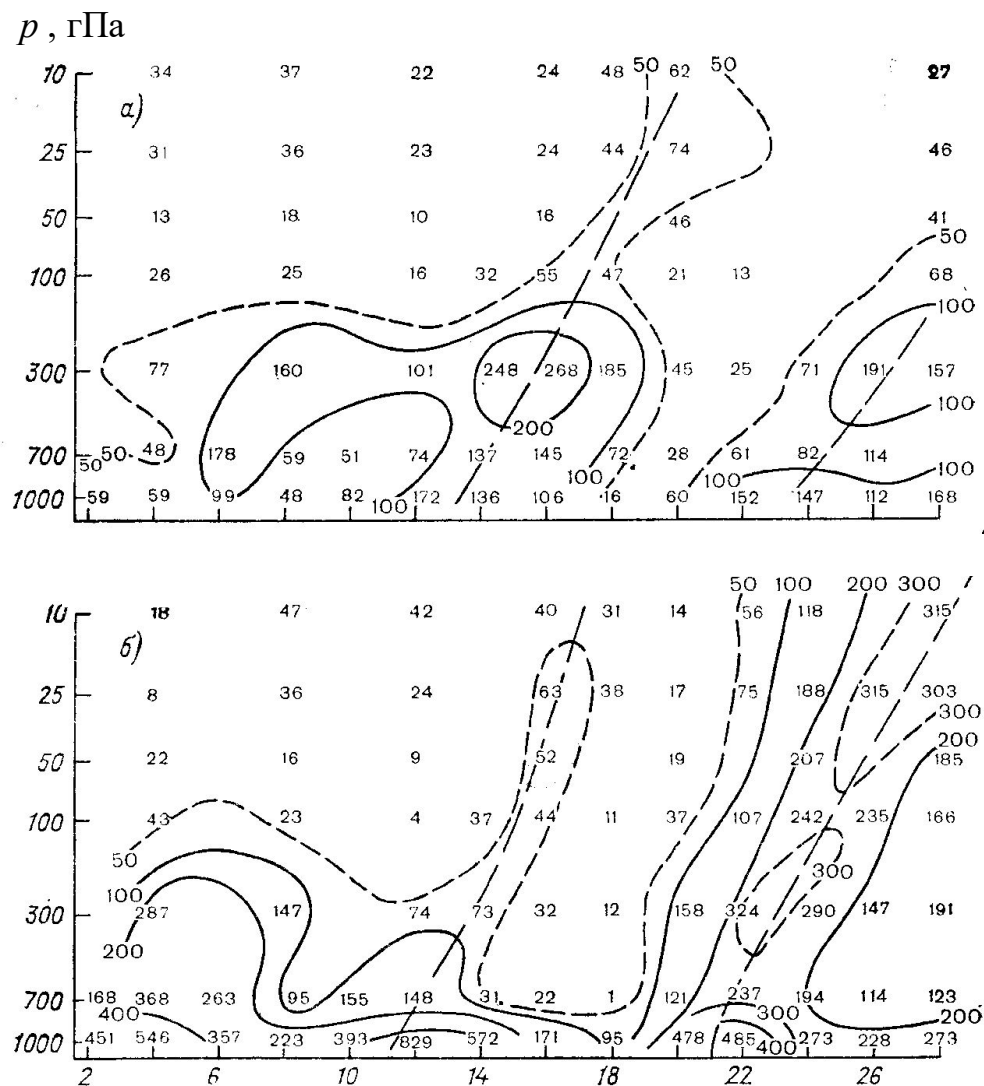
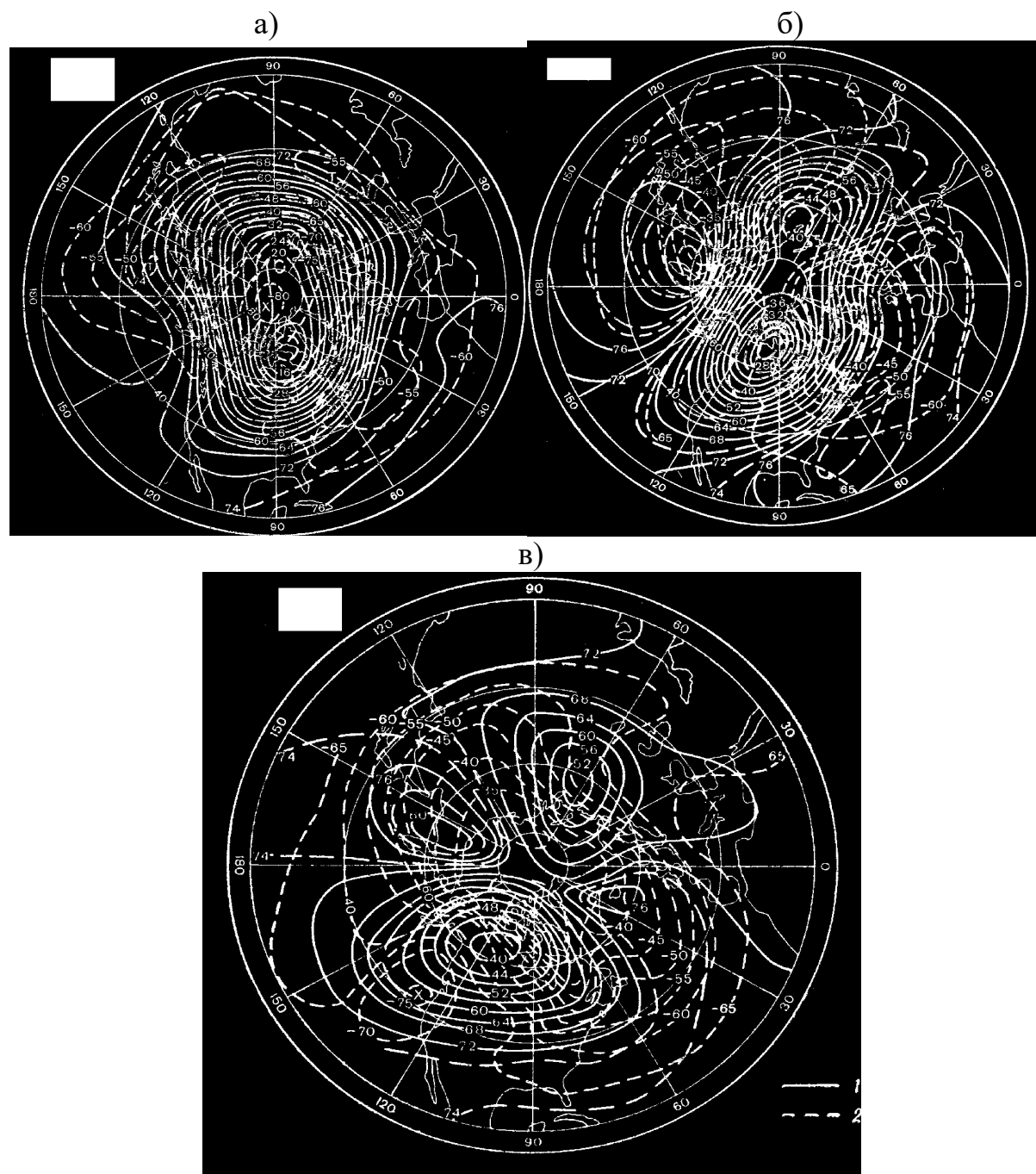


Рис. 9.29 – Кінетична енергія ($10^{-2} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3}$) меридіональної компоненти збурень з хвильовими числами 1 (а) і 2 (б) на 50° півн.ш. в січні 1958 р.

Мінливість вертикального потоку хвильової енергії важлива перш за все тому, що миттєві стратосферні потепління збуджуються аномаліями цього потоку.

Основні синоптичні характеристики типового миттєвого потепління зображені на послідовних картах поверхні 50 гПа, наведених на рис. 9.30.



а – 25 січня, б – 4 лютого, в – 9 лютого

Рис. 9.30 – Еволюція полів висот поверхні 50 гПа (1) і температури (°C) (2) в січні і лютому 1958 р.

Перша карта (9.30a) зображує типову зимову картину поля геопотенціалу, що характеризує циркумполярний циклонічний вихор, спотворений збуреннями з планетарними хвильовими числами 1 і 2, інтерференція яких породжує алеутський максимум. Впродовж 10 діб компонента з хвильовим числом 2 різко посилюється, що спричиняє руйнування полярного вихору і різке потепління над Північною Атлантикою і Сибіром. Через п'ять діб після цього полярний вихор повністю розмивається, а температура на висоті 50 гПа по всій полярній області зростає приблизно до 50 °С, меридіональний температурний градієнт змінює знак і середні зональні вітри північніше широти 65° стають східними. Подальші дослідження довели, що така сама послідовність ситуації типового миттєвого потепління реалізується в доволі товстому шарі. Потепління спочатку спостерігаються поблизу стратопаузи, а потім впродовж декількох днів розповсюджуються вниз. Також було виявлено, що миттєві стратосферні потепління супроводжуються мезосферними похолоданнями.

Таким чином, повна теорія миттєвих потеплінь повинна не тільки враховувати взаємодію між хвилями і зональним потоком, що приводить до полярних потеплінь, а і пояснювати компенсаційні зміни температури в усій верхній атмосфері.

9.3.2 Екваторіальні стратосферні хвилі

Виконані за останні кілька років емпіричні спостереження дали змогу визначити внутрішні хвилі в тропічній стратосфері, що розповсюджуються вертикально. За фактичними даними, серед різних теоретично можливих екваторіальних хвиль, лише хвилі Кельвіна й змішані Росбі - гравітаційні хвилі мають значні амплітуди, щоб відігравати важливу роль у великомасштабній динаміці екваторіальної стратосфери.

Перші дослідження вчених дали змогу виявити флуктуації меридіональної компоненти швидкості вітру в нижній стратосфері над екваторіальним районом Тихого океану з періодами від чотирьох до п'яти діб. Подальші дослідження підтвердили, що ці флуктуації відповідають змішаним Росбі – гравітаційним хвилям.

Інший тип хвильових збурень в тропічній нижній стратосфері був помічений на часових перетинах зональної компоненти швидкості вітру і температури за даними екваторіальних станцій – значні коливання з періодом від 10 до 20 діб. За допомогою спектрального аналізу було встановлено, що ці коливання є екваторіальними хвилями Кельвіна.

Схематичне зображення горизонтального розташування збурень геопотенціалу й горизонтальної швидкості вітру для хвилі Кельвіна та змішаної Росбі - гравітаційної хвилі зображено на рис. 9.31.

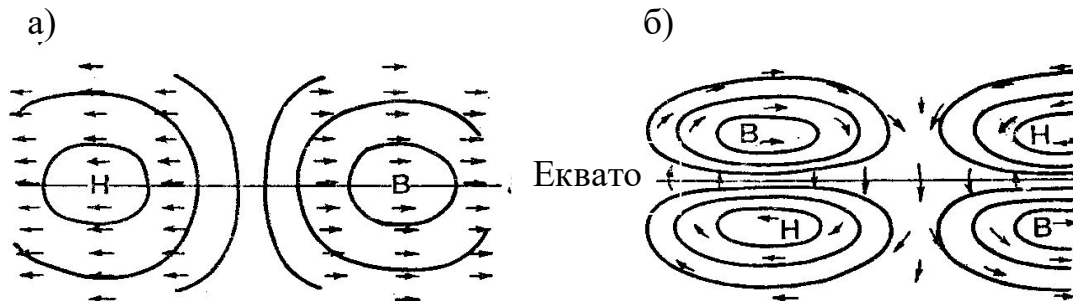
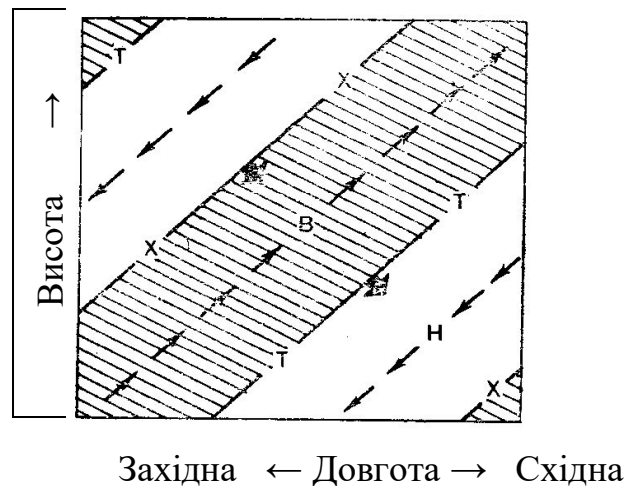


Рис. 9.31 – Горизонтальний розподіл флуктуацій геопотенціалу і горизонтальної швидкості вітру у хвилі Кельвіна (а) й у змішаній Росбі - гравітаційній хвилі (б)

Важливим для екваторіальної динаміки є вертикальна структура розглянутих хвиль. На рис. 9.32 зображений довготно – висотний перетин, який зображує коливання збурень тиску, температури й швидкості вітру у хвилі Кельвіна.



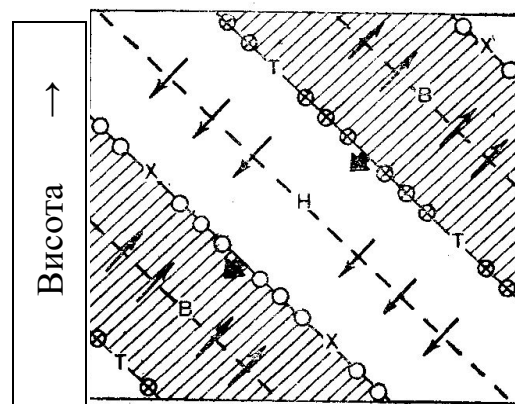
Т – тепло; Х – холод; В – високий тиск; Н – низький тиск

Рис. 9.32 – Довготно – висотний екваторіальний перетин хвилі Кельвіна

На такому перетині хвиля Кельвіна є внутрішньою гравітаційною хвилею, фаза якої розповсюджується на схід і вниз. Хвилі Кельвіна відіграють важливу роль в екваторіальній стратосфері, оскільки цей тип коливань спричиняє перенесення вгору потоку кількості руху, пов'язаного із західними вітрами, тим самим створюється прискорення західного

зонального вітру на екваторі. Дослідження показали, що найбільшої амплітуди хвилі Кельвіна досягають під час східної фази квазідворічного коливання в нижній стратосфері. Також було встановлено, що хвилі Кельвіна, потрапляючи в зону зсуву західних вітрів, швидко пригнічуються і результуюча конвергенція потоку кількості руху достатньо велика, щоб пояснити західні прискорення, які спостерігаються під час західної фази квазідворічного коливання.

На рис. 9.33 представлений аналогічний перетин для змішаної Росбі - гравітаційної хвилі на широті північніше від екватора, де флуктуації геопотенціалу мають максимальну амплітуду. В цьому випадку фазова швидкість спрямована на захід і вниз.



Західна ← Довгота → Східна

Т – тепло; Х – холод; В – високий тиск; Н – низький тиск

Рис. 9.33 – Довготно – висотний перетин на північній широті
Росбі - гравітаційної хвилі

В змішаних Росбі - гравітаційних хвилях, як і в хвилях Кельвіна, відбувається перенесення енергії і відносної західної кількості руху вгору. Однак, на відміну від хвиль Кельвіна, сумарна дія змішаних Росбі - гравітаційних хвиль фактично не є джерелом західної кількості руху для стратосферної середньої течії.

Таким чином, сумарний перенос кількості рухів вгору, спричинений Росбі - гравітаційними хвилями, узгоджується в узгодженні із загальним правилом для внутрішніх гравітаційних хвиль, за яким східні (західні) фазові швидкості відповідають переносу вгору східної (західної) кількості руху.

На відміну від хвиль Кельвіна у змішаних Росбі - гравітаційних хвилях найбільші значення амплітуд досягаються під час західних фаз квазідворічного коливання. Цим типом хвильових рухів можна частково

пояснити східні прискорення, пов'язані з настанням східної фази квазідворічного циклу коливання.

Природа и розміщення джерел збудження хвиль Кельвіна та змішаних Росбі - гравітаційних хвиль все ще залишаються до кінця не з'ясованими. Хвилі обох типів переносять енергію вгору, тому джерела їх збудження повинні розміщуватись в екваторіальній тропосфері. Було визначено, що змішані Росбі - гравітаційні хвилі охоплюють і верхню тропосферу. Також було встановлено, що ці верхні тропосферні збурення планетарного масштабу пов'язані з коливаннями балів хмарності в західній частині Тихого океану. Таким чином, є розумні підстави для того, щоб вважати причиною збурення змішаних Росбі - гравітаційних хвиль термічний вплив за рахунок часової й просторової мінливості виділення прихованої теплоти конденсації при конвективних шквалах. Ймовірно, існує аналогічний механізм генерації екваторіальних хвиль Кельвіна, але прямих емпіричних підтверджень цього зв'язку ще немає.

Контрольні запитання:

- 1 Які три основних типи спрощення застосовуються при моделюванні стратосферної динаміки?*
- 2 При яких умовах виникають сили іонного гальмування?*
- 3 Чим визначається вітровий режим нижньої стратосфери?*
- 4 Особливості вертикальної структури повітряних течій в тропічній та екваторіальній нижній стратосфері.*
- 5 Визначити розбіжності вертикального розподілу зональної складової вітру в тропічній стратосфері й мезосфері.*
- 6 Які циклічні коливання зональної складової вітру спостерігаються в нижній стратосфері?*
- 7 В яких зонах спостерігається максимальна повторюваність бовтанки?*
- 8 Особливості вітрового режиму верхньої стратосфери та мезосфери.*
- 9 Яку роль відіграють внутрішні гравітаційні хвилі в динамічних процесах?*
- 10 Чому існує суттєва різниця між літніми і зимовими стратосферними картами баричної топографії?*
- 11 Особливості екваторіальних стратосферних хвиль.*
- 12 Що є причиною збурення змішаних Росбі - гравітаційних хвиль?*

Список використаної літератури

1. Арефьев А.В. и др. Результаты измерения ветрового режима метеорной зоны радиолокационным методом. - Геомагнетизм и аэрономия, 1966, № 4, т. 6.
2. Атлас теплового баланса земного шара / Под. ред. М.И. Будыко.: ГГО, 1963.
3. Бахмутов В.Г. Палеовековые геомагнитные вариации.-К.: Наукова думка, 2006.- 295 с.
4. Борисова С.В. Озон в атмосфере. – К: СМІЛ, 2001. – 70 с.
5. Брасье Г., Соломон С. Аэрономия средней атмосферы. – Л: Гидрометеиздат, 1987. – 414 с.
6. Вительс Л.А. О космической природе двухлетней цикличности. Солнечные данные 1965 г. –М.: Бюлл., № 2, Изд-во «Наука», 1965.
7. Витинский Ю.И., Оль А. И, Сазонов Б.Н. Солнце и атмосфера Земли. – Л: Гидрометеиздат, 1976. – 351 с.
8. Грицай А.В., Євтушевський О.М., Міліневський Г.П. Планетарні хвилі в озоновому шарі над Антарктичним півостровом у 1999 і 2002р. // Вісник Київського національного університету. Астрономія. – 2005. – Вип. 41-42. – С. 63 – 67.
9. Грицай А.В., Євтушевський О.М., Міліневський Г.П., Грицай З.І., Агапітов О.В. Довготний розподіл загального вмісту озону у крайовій області антарктичного стратосферного вихору // Космічна наука і технологія. – 2005. Т. 11. №5/6 – С. 5 – 11.
10. Грицай А.В., Євтушевський О.М. Сезонні зміни активності квазістаціонарних планетарних хвиль у стратосфері над Антарктикою // Космічна наука і технологія. – 2006. Т. 12. №4 – С. 71 – 77.
11. Гутерман И. Г. Распределение ветра над северным полушарием. – Л.: Гидрометеиздат, 1965.
12. Данилов А.Д. Химия атмосферы.–Л:Гидрометеиздат, 1967.–265с.
13. Е Ду-чжен, Чжу Бао-чжень. Некоторые важнейшие вопросы общей циркуляции атмосферы / Под.ред. А.А. Гирса. – Л.: Гидрометеиздат, 1961.
14. Зирин Г. Солнечная атмосфера. – М: «Мир», 1969. – 365 с.
15. Ивановский А.И., Репнев А.И., Швидковский Е.Г. Кинетическая теория верхней атмосферы. – Л: Гидрометеиздат, 1967. – 258 с.
16. Кац А.Л. Циркуляция в стратосфере и мезосфере. – Л.: Гидрометеиздат, 1968. – 204 с.
17. Кашеев Б.Л., Делов И.А. Движения атмосферы Земли на высотах 90-100 км. ДАН УССР, 1964, т. 7.

18. Кашеев Б.Л., Нечитайленко В.А., Суворов Ю.И. Дрейф метеорных следов. - Геомагнетизм и аэрономия, 1966, № 4, т. 6.
19. Комаров В.С. Аэрономия верхней атмосферы. – Л: ЛГМИ, 1991. – 188 с.
20. Кошелев В.В., Климов Н.Н., Сутырин Н.А. Аэрономия мезосферы и нижней термосферы. – М: «Наука», 1983. – 183 с.
21. Кошельков Ю.П. Циркуляция и строение Стратосферы и мезосферы Южного полушария. – Л.: Гидрометеиздат, 1980.- 63-83 с.
22. Лушев Ю.Т., Матвеев Л.Т., Шварев И.М. Физика верхней атмосферы Земли. – М: МО, 1973. – 349 с.
23. Мак-Ивен, Филипс П. Химия атмосферы.-М.: Мир, 1978.-37 с.
24. Машкович С.А. О связи колебаний зональной циркуляции атмосферы с развитием длинных волн. – М.: Изд-во АН СССР, 1963.
25. Нерушев А.Ф. Воздействие интенсивных атмосферных вихрей на озоновый слой Земли. –Л.: Гидрометеиздат, 2003.- 222 с.
26. Пальмен Э., Ньютон Н. Циркуляционные системы атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1973.- 615 с.
27. Погосян Х.П., Павловская А.А., Летников Г.В. Непериодические процессы в стратосфере Северного полушария. - Л.: Гидрометеиздат, 1969. – С. 154.
28. Пурганский В.С. О движении атмосферы в приэкваториальных широтах. Метеорология и гидрология, № 11. 1965.
29. Термодинамика газового обмена в окружающей среде.-К.: Наукова думка, 2007.- С. 37-110.
30. Фишер А., Штелин И. Антарктическая озоновая дыра: 1996 – 2002 гг.// Бюллетень ВМО.-2003.- Т.52, №3.- С. 316-322.
31. Холтон Дж.Р. Динамическая метеорология стратосферы и мезосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1979. - 224 с.
32. Школьный Е.П., Майборода Л.А. Атмосфера и управление движением летательных аппаратов.-Л.: Гидрометеиздат, 1973.- 30-37 с.
33. Школьный Є.П. Фізика атмосфери. – О: ТЕС, 1997. – 698 с.
34. Charney J.G., Drazin P.G. Propagation of planetary scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. J. Geophys. Res., 66, 1961.- 83-109 p.
35. Graystone P. Meteorological office discussion on tropical meteorology. Met.Mag., v. 88, № 1042, 1959.
36. Greenhow J.S., Neufeld E.L. Measurements of turbulence in the upper atmosphere. Proc. Phys. Soc., 74, Part 1, № 475, 1959.

37. Greenhow J.S., Neufeld E.L. Measurements of turbulence in the 80-100 km region from the radio observations of meteors. *J. Geophys. Res.*, 61, № 4, 1956.
38. Greenhow J.S. Sistematic wind measurements at altitude of 80-100 km using radio echoes from meteor trails. *Thephie Mag.*, 45, № 364, 1954.
39. McCreary F.E. A Christmas Island climatological study. *I T F 7 Met. Centre T.P.* 11, Pearl Harbor, 1959.
40. Reeg R.J. The present status of the 26-month oscillation. *BAMS*, v. 46, № 7, 1965.
41. Reeg R.J. A tentative model of the 26-month oscillation in tropical latitudes. *Q.J. Roy. Met. Soc.*, v. 90, № 386, 1964.
42. Stalley D.O. A partial theory of the 26-month oscillation of the zonal wind in the equatorial stratosphere. *J.Atm. Sci.*, v. 20, № 6, 1963.
43. Varyard R.G. and Ebdon R.A. The 26-month tropical stratospheric wind oscillation and possible causes. *Met. Abhandl.*, Bd XXXVI, 1962.

ІМЕННИЙ ПОКАЖЧИК

Б	Н
Бердж – 60	Ньютон – 54, 140
Больцман – 12	
Бор – 51	П
Буге – 49, 61	
	Пальмер – 147
В	Планк – 64
	Погосян – 150
Ван-Берсон – 147	
Вегенер – 137	Р
Вітельс – 156	
Вольф – 33, 37, 38	Річардсон – 157
	Росбі – 178
Г	
Герцберг – 60	Т
Грейстоун – 154	
	У
Д	Уорлі – 60
Дальтон – 16	Ф
Добсон – 75	
Допплер – 53, 56, 57	Фур'є – 168
	Х
К	
	Хаггінс – 61, 77
Кельвін – 178	Хартлі – 61, 77
Коріоліс – 140, 156	Хвостіков – 134, 137
	Холтон – 140
Л	Хопфілд – 60
Лайман – 60	Ч
Ламберт – 49, 61	
Лоренц – 56	Чепмен – 100
	Ш
М	
	Шапнюї – 61, 77
Мак-Крері – 154	Шуман – 60
Максвелл – 12	
Матвеев – 136	Ю
	Юдін – 170

ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

А

Адвекція – 139
Аерономія – 8
Азот – 72
Алеутський максимум – 174
Альbedo – 62
Антипасатна циркуляція – 153
Антициклон – 151, 160
Асоціація – 67, 72
Астрономічна одиниця – 30
Астрономічні сутінки – 134
Атмосфера
- верхня – 7, 8
- ізотермічна – 16, 20
- однорідна – 15, 17, 70, 100

Б

Бром – 94

В

Велопауза – 157
Випромінювання
- електромагнітне – 37, 39
- інфрачервоне – 39, 141
- корпускулярне – 37, 41, 45, 99
- радіохвилі – 30, 39
- рентгенівське – 30, 39
- ультрафіолетове – 30, 39
Висота Сонця – 47, 100
Відносна молекулярна маса – 19
Вітер
- зональний – 146
- меридіональний – 172
- термічний – 144
Вітропауза – 157
Водень – 73
Водяна пара – 61
Вуглекислий газ – 61

Г

Гама – промені – 39
Геомagnetна широта – 115
Геомagnetне поле – 114
Геопотенціальна висота – 145
Гіпотеза «сонячного дощу» – 74
Гомосфера – 138
Гравітаційні хвилі – 173
Градiєнт
- ізогiпси – 146
- температури – 104, 144, 157
- тиску – 141
- швидкості вітру – 157
Громадянські сутінки – 134
Густина
- озону – 70
- повітря – 7, 23

Д

Дипольний момент – 115
Дисипація – 18
Дисоціація – 67, 72
Дифузія – 13
- молекулярна – 23, 140
- турбулентна – 139, 140
Драпрі – 127

Е

Екзосфера – 139
Електрон – 72
Електрофотометри – 130
Еманація радону – 99
Енергія
- внутрішня – 9, 15
- кінетична – 9, 176
Ефект Допплера – 53
Ефект Коліна – 105

З

Закон

- Буге-Ламберта-Бера – 49
- Дальтона – 16
- збереження енергії – 140
- збереження імпульсу – 140
- збереження маси – 140
- Максвелла-Больцмана – 12
- Ньютона – 54, 100

І

Ізогони – 112

Ізодинами – 112

Ізокліни – 112

Ізотахи – 147

Ізохазми – 131

Інсоляція

- добова – 48
- річний хід – 49

Іонізація – 60

Іоносфера – 98

Іоносферна циркуляція – 139

Іоносферні збурення – 109

Іоносферні шари – 105

К

Квант енергії – 51, 68

Кисень – 60, 67

Коефіцієнт

- гальмування – 54
- дисоціації – 69
- молекулярної дифузії – 20
- поглинання радіації – 63
- поляризації – 53
- прискорення – 54
- турбулентного обміну – 22

Концентрація

- електронів – 103
- озону – 90

Космічні промені – 99

М

Магнітна індукція – 143

Магнітне поле – 54, 111

Магнітні

- аномалії – 113
- бурі – 45, 122
- полюси – 112

Магнітний зеніт – 126

Магнітопауза – 119

Магнітосфера землі – 117

Максвеловський розподіл – 12

Маса електрона – 51

Масова частка поглинача – 63

Мезопауза – 138

Мезосфера – 139, 162

Метеорит – 167

Метеорний шар – 167

Н

Напруженість магнітного поля

Землі – 111, 115

О

Одиниці Добсона – 75

Озон – 68, 75

Озонові «дірки» – 92, 94

Озонопауза – 91

Озоносфера – 69

Оксиди

- азоту – 98
- хлору – 93

П

Парціальний тиск – 19

Парціальний тиск озону – 89, 91

Пасатна циркуляція – 153

Планетарні хвилі – 173

Показник поглинання – 50, 55, 77, 100

Полярні сніга – 109

Припливи – 172
Протуберанці – 35

Р

Радіація

- видима – 39
- інфрачервона – 39
- рентгенівська – 39
- ультрафіолетова – 39

Раптові стратосферні потепління – 94

Рекомбінація частинок – 99

Релаксація – 71

Рівняння

- Лоренца – 54
- нерозривності – 10, 141
- переносу радіації – 49
- стану – 9
- статики – 15, 18, 62

Розподіл Максвелла-Больцмана – 12

С

Сила

- баричного градієнта – 142
- іонного гальмування – 142
- Коріоліса – 140, 156
- тертя – 141
- тяжіння – 141

Синодичний період – 28

Сонце – 27

Сонячна

- активність – 36
- атмосфера – 28
- корона – 30
- фотосфера – 29
- хромосфера – 29

Сонячний вітер – 41, 117

Сонячні

- плями – 31
- спалахи – 36, 43
- факели – 35
- флокули – 35

Спектральна щільність турбулентної енергії – 168

Спектрометр – 96

Спектрорадіометри – 89

Спектрофотометри – 89

Сріблясті хмари – 134

Стала

- Больцмана – 9, 12, 16, 57, 59
- газова універсальна – 16, 19
- гравітаційна – 17
- Планка – 51
- сонячна – 40, 46

Стратифікація

- стійка – 157
- температурна – 64

Стратосфера – 139

Стратосферна циркуляція – 146

Струминні течії – 150, 157

Суббурі – 172

Схилення Сонця – 47

Т

Термосфера – 139, 171

Тропосферна циркуляція – 144

Турбулентне перемішування – 23

Турбулентний рух – 156

Ф

Фотодисоціація – 93

Фотоіонізація – 98

Фотоліз – 68

Фотосфера – 29

Фреони – 93

Функція Планка – 64

Х

Хвилі Кельвіна – 178

Хвилі Росбі – 178

Хемосфера – 67

Хромосфера – 29

Ц

Циркуляція атмосфери

- антипасатна – 153
- загальна – 146
- зональна – 146
- меридіональна – 152, 172
- пасатна – 153
- стратосферна – 146
- тропосферна – 144

Циркумполярний вихор

- антициклонічний - 174
- циклонічний – 92, 174

Ч

Число

- Вольфа – 33, 37, 38
- Річардсона – 157

Навчальне видання

Школьний Євген Павлович
Данова Тетяна Євгенівна
Галич Єлизавета Анатоліївна

ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ У ВЕРХНІЙ АТМОСФЕРІ ЗЕМЛІ

Навчальний посібник

Є.П. Школьний, Т.Є. Данова, Є.А. Галич

Підп. до друку _____ Формат 60×84/16
Умовн. друк. арк. 31,04. Наклад _____ прим. Зам № _____
Видавництво та друкарня "ТЕС"
(Свідоцтво ДК № 771) Одеса, Канатна 81/2
Надруковано з готового оригінал-макета

Одеський державний екологічний університет
65016, Одеса, вул. Львівська, 15
