

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

**НЕДОСТРЕЛОВА Л.В.**

**ФІЗИКА ГЕОСФЕР ЗЕМЛІ: ҐРУНТІВ, АТМОСФЕРИ І ГІДРОСФЕРИ.**

**ЧАСТИНА II**

**ОСОБЛИВОСТІ ВЗАЄМОДІЇ АТМОСФЕРИ З ДІЯЛЬНИМ ШАРОМ ЗЕМНОЇ**

**ПОВЕРХНІ**

Конспект лекцій

Одеса  
Одеський державний екологічний університет  
2023

УДК 551.52  
Нед 42

**Недострелова Л.В.**

Фізика геосфер Землі: ґрунтів, атмосфери і гідросфери. Частина II. Особливості взаємодії атмосфери з діяльним шаром земної поверхні: конспект лекцій. Одеса, Одеський державний екологічний університет, 2023. 47 с.

ISBN 978-966-186-243-1

Конспект лекцій призначений для підготовки магістрів за спеціальністю 103 «Науки про Землю» для освітньої програми «Агрометеорологія». Метою викладання розділу «Особливості взаємодії атмосфери з діяльним шаром земної поверхні» дисципліни «Фізика геосфер Землі: ґрунтів, атмосфери і гідросфери» є висвітлення теоретичних положень про потоки тепла в атмосфері, основні закономірності теплообміну у системі ґрунт-повітря-водна поверхня. В конспекті лекцій розглянуті питання конвективного і турбулентного потоків тепла, розподілу температури в приземному і граничному шарах атмосфери, тепло- і вологообміну в системі ґрунт-повітря і особливості теплообміну атмосфери з поверхнею води.

*Рекомендовано методичною радою Одеського державного екологічного університету Міністерства освіти і науки України як конспект лекцій (протокол № 5 від 20.04.2023 р.)*

ISBN 978-966-186-243-1

© Недострелова Л.В. 2023  
© Одеський державний екологічний університет, 2023

## ЗМІСТ

	ВСТУП.....	4
1	КОНВЕКТИВНИЙ І ТУРБУЛЕНТНИЙ ПОТОКИ ТЕПЛА.....	5
2	ТУРБУЛЕНТНИЙ ПРИПЛИВ ТЕПЛА.....	9
3	РІВНЯННЯ ПРИПЛИВУ ТЕПЛА В ТУРБУЛЕНТНИЙ АТМОСФЕРІ.....	11
4	ТУРБУЛЕНТНИЙ ПОТІК ТЕПЛА У ПРИЗЕМНОМУ ШАРІ АТМОСФЕРИ.....	18
5	РОЗПОДІЛ ТЕМПЕРАТУРИ У ПРИЗЕМНОМУ ШАРІ АТМОСФЕРИ.....	20
6	ВЗАЄМОДІЯ АТМОСФЕРИ З ДІЯЛЬНИМ ШАРОМ ЗЕМНОЇ ПОВЕРХНІ.....	23
6.1	Закономірності теплообміну у ґрунті.....	23
6.2	Тепло- і вологообмін у системі ґрунт-повітря .....	29
6.3	Добовий та річний хід температури повітря у граничному шарі атмосфери.....	36
6.4	Добовий та річний хід температури ґрунту .....	40
6.5	Особливості теплообміну атмосфери з поверхнею води.....	42
	ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА.....	46

## ВСТУП

Дисципліна «Фізика геосфер Землі: ґрунтів, атмосфери і гідросфери» частина II «Особливості взаємодії атмосфери з діяльним шаром земної поверхні» викладається для магістрів спеціальності 103 «Науки про Землю» освітньої програми «Агрометеорологія».

Мета дисципліни – формування у здобувачів вищої освіти здатності здійснювати наукові дослідження геосфер Землі та їх компонентів, використовуючи знання про основні теоретичні положення фізики твердої, рідкої, газоподібної фаз геосфер, основні закономірності формування водного та теплового балансів земної поверхні, теплообмін і вологообмін у системі ґрунт-повітря-водна поверхня.

В конспекті лекцій розглянуті питання конвективного і турбулентного потоків тепла, розподілу температури в приземному і граничному шарах атмосфери, тепло- і вологообміну в системі ґрунт-повітря і особливості теплообміну атмосфери з поверхнею води. В результаті вивчення курсу у студентів формуються система знань про закономірності теплообміну в ґрунті, особливості конвективного і турбулентного потоків тепла в атмосфері, вміння розраховувати та аналізувати характеристики теплообміну і вологообміну у системі ґрунт-повітря-водна поверхня.

Після вивчення дисципліни студент має засвоїти базові знання. Він повинен **знати**:

- основні теплофізичні характеристики ґрунту;
- закономірності теплообміну в ґрунті;
- конвективний і турбулентний потоки тепла в атмосфері;
- часовий хід температури повітря в граничному шарі атмосфери і температури ґрунту;
- теплообмін і вологообмін у системі ґрунт-повітря-водна поверхня;

### **вміти**

- аналізувати складові теплового балансу земної поверхні;
- розраховувати і аналізувати турбулентний потік тепла в атмосфері;
- аналізувати особливості теплообміну і вологообміну у системі ґрунт-повітря-водна поверхня.

# 1 КОНВЕКТИВНИЙ І ТУРБУЛЕНТНИЙ ПОТОКИ ТЕПЛА

Перш за все сформулюємо визначення потоку тепла. По аналогії з потоком субстанції взагалі, це визначення формулюється таким чином. Потік тепла – це тепловміст, який переноситься потоком повітря через одиничну площадку за одиницю часу у напрямку, перпендикулярному до площадки [1].

Як було показано раніше, вектор швидкості вітру можна розкласти на дві складові: середню швидкість та пульсацію швидкості

$$\vec{c} = \bar{c} + \vec{c}'.$$

У залежності від цього потік тепла має також дві компоненти

$$P = P_k + P_T, \quad (1.1)$$

де  $P_k$  - конвективний потік, а  $P_T$  - турбулентний потік тепла. Конвективний потік тепла обумовлюється упорядкованими рухами повітря, які відбуваються з середньою швидкістю, а турбулентний потік – пульсаціями швидкості.

Конвективний потік визначається за допомогою такого рівняння:

$$P_k = \bar{c}_p T \bar{c} \rho. \quad (1.2)$$

У ньому  $\bar{c}_p T = X$  - тепловміст (ентальпія), а  $\bar{c} \rho$  - потік маси повітря. Дійсно, знайдемо розмірність добутку  $\bar{c} \rho$ .

$$[\bar{c} \rho] = \frac{m}{c} \frac{kg}{m^3} = \frac{kg}{m^2}.$$

Ясно тепер, що добуток потоку маси повітря на тепловміст дає конвективний потік тепла. Його розмірність

$$[P_k] = [\bar{c}_p T C \rho] \frac{Дж}{кг \cdot K} K \frac{кг}{m^2 \cdot c} = \frac{Дж}{m^2 \cdot c} = \frac{Вт}{m^2}$$

Вектор швидкості вітру можна розкласти, як відомо, на компоненти в системі координат  $(x, y, z)$ . Вісь  $ox$  направляється у напрямку з заходу на схід, як дотична до кола широти, вісь  $oy$  - з півдня на північ, як дотична до меридіального кола, а вісь  $oz$  - вертикально вгору, тобто

$$\vec{c} = u \cdot \vec{i} + v \cdot \vec{j} + w \cdot \vec{k} \quad (1.3)$$

У атмосфері зональна та меридіональна  $(u, v)$  компоненти значно перевищують вертикальну  $w$ . Горизонтальні компоненти вимірюються одиницями або десятками м/с, в той час, коли вертикальна швидкість –

одинацями чи десятками см/с. Проте, коли в нестійко стратифікованій атмосфері розвиваються упорядковані вертикальні рухи, обумовлені, наприклад, наявністю дефіциту густини атмосфери, вертикальна компонента швидкості вітру має порядок такий, як і горизонтальні складові. Таким чином, у загальному розумінні, конвективних потік тепла обумовлюється горизонтальними складовими швидкості вітру. Але для того, щоб відрізнити вклад горизонтальних і вертикальних компонент, потік тепла, який обумовлюється горизонтальним переносом, називають адвекцію тепла, а під конвективним потоком розуміють потік обумовлений вертикальною швидкістю упорядкованого руху [1-6].

Як вже підкреслювалось, турбулентний потік тепла формується завдяки переносу тепловмісту турбулентними молями. Виникає питання, чи можна тепловміст  $\bar{c}_p T$  розглядати у якості субстанції, тобто, чи задовольняє тепловміст усім сформульованим раніше постулатам відносно субстанції. Перший постулат вимагає, щоб у турбулентному молі кількість субстанції не змінювалась на протязі існування моля. Але, як відомо із термодинаміки, при вертикальному переміщенні часток повітря температури в них або збільшується, або зменшується залежно від напрямку їхнього руху. Це означає, що тепловміст не задовольняє першому постулату. Крім того, він не задовольняє й третьому постулату, тому що кінематика молей залежить від різниці між температурою частки та оточуючого середовища, тобто тепловміст чинить вплив на кінематику турбулентних молей. Тому тепловміст не може виступати у ролі субстанції. Усім постулатам субстанції, яка переноситься турбулентними молями, задовольняє потенціальний тепловміст  $\bar{c}_p \theta$ . Дійсно, потенціальна температура, як відомо, виявляється консервативною характеристикою, тобто вона не змінюється при адіабатичних рухах по вертикалі часток повітря, а також не впливає на характеристики рухів турбулентних молей. Отже, турбулентний потік тепла визначає таким рівнянням:

$$P_{T_z} = -k\rho \frac{\partial}{\partial z} (\bar{c}_p \theta) \quad (1.4)$$

або, оскільки  $\bar{c}_p$  - величина стала

$$P_{T_z} = -\bar{c}_p k\rho \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (1.5)$$

Якщо використати коефіцієнт турбулентного обміну, то рівняння (1.5) має такий вигляд:

$$P_{T_z} = -\bar{c}_p A \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (1.6)$$

Напрямок турбулентного потоку тепла, як очевидно, залежить від температурної стратифікації атмосфери. При стійкому стані атмосфери, як відомо,  $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$  і, як показує рівняння (1.5),  $P_{T_z} < 0$ , тобто турбулентний потік тепла має напрямок, протилежний додатному напрямку осі  $oz$ , тобто зверху вниз. Це означає, що при такому стані шару атмосфери, розташованому біля земної поверхні, завдяки турбулентності тепло переноситься від атмосфери до поверхні Землі. Якщо атмосфера стратифікована нестійко, то  $\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$  й  $P_{T_z} > 0$ , тобто тепло переноситься турбулентними молями від земної поверхні вгору. При байдужій стратифікації атмосфери  $\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$  та  $P_{T_z} = 0$ .

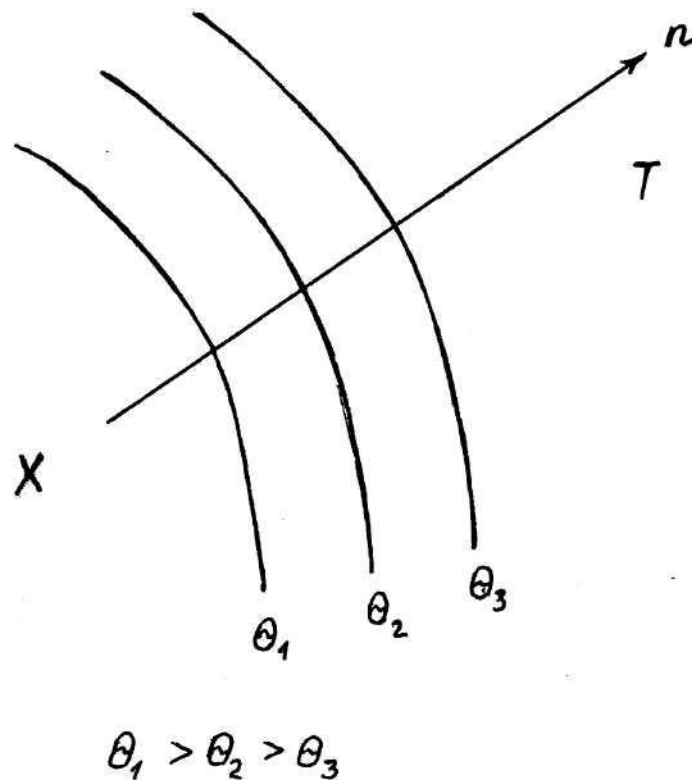


Рисунок 1.1 – Поле потенціальної температури

Турбулентні потоки тепла можуть мати не тільки вертикальний, а й горизонтальний напрямок. Нехай, наприклад, поле потенціальної температури на будь-якій висоті таке, як показано на рис. 1.1. Якщо провести нормаль до ізотерм, то вона буде мати напрямок у сторону зменшення температури. Горизонтальний турбулентний потік тепла визначається таким рівнянням:

$$P_{T_n} = -\bar{c}_p A' \frac{\partial \theta}{\partial n}. \quad (1.7)$$

Така структура поля потенціальної температури, як показано на рис.1.1, дає  $\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$ . Це означає, що  $P_{T_n} > 0$ , тобто завдяки турбулентності тепло переноситься від області тепла до області холоду. Атмосферний тиск у горизонтальному напрямку змінюється із значно меншою швидкістю, ніж у вертикальному напрямку. Тому замість горизонтального градієнта потенціальний градієнт молекулярної температури. Тоді

$$P_{T_n} = -\bar{c}_p A' \frac{\partial T}{\partial n}. \quad (1.8)$$

у рівнянні (1.8)  $A'$  означає коефіцієнт турбулентного обміну у горизонтальному напрямку [1-3].

#### Питання для самоконтролю

1. Що таке потік тепла?
2. Чим обумовлено конвективний потік тепла?
3. Чим обумовлено турбулентний потік тепла?
4. Від чого залежить напрямок турбулентного потоку тепла?
5. Як спрямовано турбулентний потік тепла при різних видах стратифікації атмосфери?



## 2 ТУРБУЛЕНТНИЙ ПРИПЛИВ ТЕПЛА

Виділимо у тривимірному просторі, відзначеному системою координат  $OXYZ$ , деякий об'єм повітря у формі прямого паралелепіпеда [1]. Нехай нижня грань його розташована на висоті  $\bar{z}$ , а верхня – на висоті  $z + dz$ , а площа цих граней дорівнює  $1 \text{ м}^2$ . Припустимо, що турбулентний потік через нижню грань дорівнює  $P_{T_z}$ , а через верхню грань -  $P_{T_z} + dP_{T_z}$ . Тоді турбулентний приплив тепла у вертикальному напрямку буде

$$P_{T_z} - (P_{T_z} + dP_{T_z}) = -dP_{T_z} \quad (2.1)$$

Турбулентний потік тепла – функція трьох координат  $P_T = P_T(x, y, z)$ . Тому  $dP_{T_z}$  є один із додатків повного диференціалу функції  $P_T$ . Він, як відомо, дорівнює

$$dP_{T_z} = \frac{\partial P_{T_z}}{\partial z} dz. \quad (2.2)$$

Позначимо через  $\varepsilon_{T_x}$ ,  $\varepsilon_{T_y}$ ,  $\varepsilon_{T_z}$  складові по осях  $OX$ ,  $OY$  та  $OZ$  турбулентного припливу тепла  $\varepsilon_T$  до одиниці маси повітря. Маса виділеної частки повітря, очевидно, дорівнює  $1 \text{ м}^2 dz \rho = dm$ . Таким чином,

$$\varepsilon_{T_z} = -\frac{dP_{T_z}}{dm} = -\frac{1}{\rho dz} \frac{\partial P_{T_z}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_{T_z}}{\partial z}. \quad (2.3)$$

Якщо до одержаного результату застосувати рівняння (1.6), то будемо мати

$$\varepsilon_{T_z} = -\frac{c_p}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left( A \frac{\partial \theta}{\partial z} \right). \quad (2.4)$$

Аналогічно,

$$\varepsilon_{T_x} = -\frac{\partial P_{T_x}}{dm} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_{T_x}}{\partial x}, \quad (2.5)$$

$$\varepsilon_{T_y} = -\frac{\partial P_{T_y}}{dm} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_{T_y}}{\partial y}, \quad (2.6)$$

а з урахуванням рівняння (1.8) і (1.9)

$$\varepsilon_{T_x} = \frac{\bar{c}_p}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left( A' \frac{\partial \theta}{\partial x} \right), \quad (2.7)$$

$$\varepsilon_{Ty} = \frac{\bar{c}_p}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left( A' \frac{\partial \theta}{\partial y} \right). \quad (2.8)$$

Отже, турбулентний приплив тепла може визначатися формулою

$$\varepsilon_T = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial P_{Tx}}{\partial x} + \frac{\partial P_{Ty}}{\partial y} + \frac{\partial P_{Tz}}{\partial z} \right). \quad (2.9)$$

Як було показано при виведенні рівняння нерозривності для вектора  $\vec{F}$ , який задається своїми координатами  $F_x$ ,  $F_y$  й  $F_z$ , існує характеристика, що має назву дивергенції ( $div \vec{F}$ )

$$div \vec{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}. \quad (2.10)$$

З урахуванням цього рівняння (2.9) можна записати так:

$$\varepsilon_T = -\frac{1}{\rho} div \vec{P}_T. \quad (2.11)$$

Таким чином, турбулентний приплив тепла пропорційний дивергенції турбулентного потоку тепла. Він додатний, коли  $div \vec{P}_T < 0$ , і від'ємний, якщо  $div \vec{P}_T > 0$ .

Запишемо тепер турбулентний приплив тепла в іншому вигляді. Для цього використаємо рівняння (2.4), (2.7) й (2.8).

Будемо мати:

$$\varepsilon_T = \frac{c_p}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( A' \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( A' \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( A' \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \right]. \quad (2.12)$$

### Питання для самоконтролю

1. Що таке турбулентний приплив тепла?
2. Як пов'язані турбулентний приплив тепла з турбулентним потоком тепла?
3. Опишіть залежність турбулентного припливу тепла від турбулентного потоку тепла?

### 3 РІВНЯННЯ ПРИПЛИВУ ТЕПЛА В ТУРБУЛЕНТНІЙ АТМОСФЕРІ

У термодинаміці атмосфери приводився всебічний аналіз рівняння припливу тепла або першого принципу термодинаміки [1]. Один із його варіантів має такий вигляд:

$$dq = c_p dT - R_c T \frac{dp}{p}. \quad (3.1)$$

Зрозуміло, що перший принцип термодинаміки можна представити не через диференціали, а через похідні, якщо поділити рівняння на  $dt$ , де  $t$  - час

$$\frac{dq}{dt} = c_p \frac{dT}{dt} - \frac{R_c T}{p} \frac{dp}{dt}. \quad (3.2)$$

Проаналізуємо кожен член цього рівняння.

Очевидно,

$$\frac{dq}{dt} = \varepsilon \quad (3.3)$$

приплив тепла за одиницю часу під впливом усіх фізичних механізмів. Ці механізми ми можемо перерахувати. По-перше, це променевий приплив тепла  $\varepsilon_n$ , обумовлений поглиненням короткохвильової сонячної радіації та довгохвильової теплової інфрачервоної радіації. Що до одиниці маси, його можна записати таким чином:

$$\varepsilon_n = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right), \quad (3.4)$$

де  $F$  і  $\Phi$  - ефективні потоки короткохвильової та інфрачервоної радіації.

По-друге, це – тепло фазових переходів водяної пари, яке дорівнює

$$\varepsilon_\phi = \frac{L}{\rho} \frac{dm}{dt}, \quad (3.5)$$

де  $\frac{dm}{dt}$  - швидкість конденсації пари в  $1 \text{ м}^3$  повітря, тобто маса води, яка утворюється в  $1 \text{ м}^3$  за  $1 \text{ с}$  за рахунок конденсації водяної пари.

По-третє, це – механізм, який щойно був розглянутий. Йдеться про турбулентний приплив тепла  $\varepsilon_T$ , що визначається рівнянням (2.12). Нарешті, четвертим механізмом виявляється приплив тепла за рахунок дисипації кінетичної енергії турбулентності (перехід цієї енергії в тепловий рух молекул).

Отже,

$$\frac{dq}{dt} = \varepsilon_T + \varepsilon_{II} + \varepsilon_{\Phi} + \varepsilon_K. \quad (3.6)$$

Дисипативний член в порівнянні з іншими членами правої частини рівняння (3.6) дає невеликий внесок. Тому ним можна знехтувати, хоча у деяких задачах фізики атмосфери він обов'язково вираховується.

Звернемося тепер до правої частини рівняння (3.2). Нагадаємо, що для деякої фізичної величини  $\Omega(x, y, z, t)$  похідна  $\frac{d\Omega}{dt}$  має сенс зміни цієї величини у частці, яка переміщується у тривимірному просторі й носить назву індивідуальної похідної. Якщо систему координат скріпити з центром симетрії частки, яка переміщується у загальному потоці, (така система координат носить назву потокової), тобто  $x = x(t)$ ;  $y = y(t)$ ;  $z = z(t)$ , то індивідуальна похідна цієї функції дорівнює

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{\partial\Omega}{\partial t} + \frac{\partial\Omega}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial\Omega}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial\Omega}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial t}.$$

Враховуючи, що  $\frac{\partial x}{\partial t} = u$ ;  $\frac{\partial y}{\partial t} = \mathcal{G}$ ;  $\frac{\partial z}{\partial t} = w$ , маємо

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{\partial\Omega}{\partial t} + u \frac{\partial\Omega}{\partial x} + \mathcal{G} \frac{\partial\Omega}{\partial y} + w \frac{\partial\Omega}{\partial z}. \quad (3.7)$$

У формулі (3.7) частина похідна  $\frac{\partial\Omega}{\partial t}$  називається локальною похідною.

Вона має сенс зміни фізичної величини  $\Omega$  в фіксованій точці простору з часом.

З урахуванням формули (3.7), можна записати

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + \mathcal{G} \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (3.8)$$

$$\frac{d\bar{p}}{dt} = \frac{\partial\bar{p}}{\partial t} + u \frac{\partial\bar{p}}{\partial x} + \mathcal{G} \frac{\partial\bar{p}}{\partial y} + w \frac{\partial\bar{p}}{\partial z}. \quad (3.9)$$

Рівняння (3.9) можна спросити, якщо мати на увазі, що горизонтальні масштаби турбулентних пульсацій мають порядок десятків, сотень метрів, або декілька кілометрів. На таких відстанях по горизонталі змінами атмосферного тиску можна знехтувати. Це відноситься також і до локальної похідної атмосферного тиску, оскільки часові масштаби турбулентних пульсацій мають порядок декількох секунд або хвилин. Таким чином, можна вважати, що

$$\frac{d\bar{p}}{dt} = w \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3.10)$$

або, якщо мати на увазі основне рівняння статички атмосфери,

$$\frac{d\bar{p}}{dt} = -w\rho g. \quad (3.11)$$

Отже, враховуючи результати (3.6) і (3.8) та (3.11), рівняння припливу тепла (3.2) можна переписати таким чином:

$$c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{R_c T}{\rho} w \rho g = \varepsilon_T + \varepsilon_{II} + \varepsilon_{\Phi}. \quad (3.12)$$

Малою в порівнянні з притоками тепла  $\varepsilon_T$ ,  $\varepsilon_{II}$ ,  $\varepsilon_{\Phi}$  і  $\varepsilon_{\Phi}$ , величиною  $\varepsilon_k$  у рівнянні (3.12) знехтувано. Якщо тепер розділити обидві частини рівняння (3.12) на  $c_p$ , розв'язати його відносно локальної похідної температури та врахувати рівняння (2.12), (3.4) і (3.5), то одержимо рівняння

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & - \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) + w(\gamma - \gamma_a) + \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( A' \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial y} \left( A' \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( A \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \right] - \frac{1}{\rho c_p} \left( \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \frac{L}{\rho c_p} \frac{dm}{dt}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

яке являє собою рівняння припливу тепла в турбулентній атмосфері. Як вже підкреслювалось, ліва його частина характеризує змінювання температури повітря в деякій фіксованій точці простору. Воно, як свідчить права частина цього рівняння, обумовлюється адвекцією тепла або холоду (перший член), упорядкованими вертикальними рухами повітря (другий член), турбулентним припливом тепла у горизонтальному та вертикальному напрямках (третій член), променистим припливом тепла (четвертий член) та теплом фазових переходів водяної пари (останній член).

В залежності від задачі що розв'язується, можуть прийматися частинні постановки. Розглянемо деякі з них [1]:

1) останні два члени рівняння (3.13) характеризують недіабатичні припливи тепла. Якщо вивчаються неперіодичні процеси припливу тепла в атмосфері вище пограничного шару протягом не більше як однієї доби, то недіабатичними та турбулентними припливами тепла можна знехтувати, а рівняння припливу тепла приймає таку форму:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) + w(\gamma - \gamma_a). \quad (3.14)$$

Проаналізуємо члени правої частини цього рівняння. Перший член має сенс адвективної зміни температури у фіксованій точці простору

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{ag} = -\left(u\frac{\partial T}{\partial x} + \mathcal{V}\frac{\partial T}{\partial y}\right). \quad (3.15)$$

Направимо вісь  $ox$  уздовж вектора швидкості вітру. Тоді  $\mathcal{V} = 0$  і

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{ag} = -u\frac{\partial T}{\partial x}. \quad (3.16)$$

Розглянемо декілька випадків. Хай, як зображено на рис. 3.1,  $u > 0$  і  $T_1 < T_2 < T_3$ , тобто  $\frac{\partial T}{\partial x} > 0$ . Тоді, очевидно,  $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{ag} < 0$  має місце адвекція холоду, тобто температура в точці, що розглядається, зменшується.

Якщо при цій структурі поля температури  $u < 0$  (це зображено штриховим вектором на рис. 3.1), то  $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{ag} > 0$ , тобто відбувається адвекція тепла.

При протилежній структурі поля температури ( $T_1 > T_2 > T_3$ ) похідна  $\frac{\partial T}{\partial x} < 0$ . Виникає адвекція тепла, якщо  $u > 0$ , та адвекція холоду в протилежному випадку.

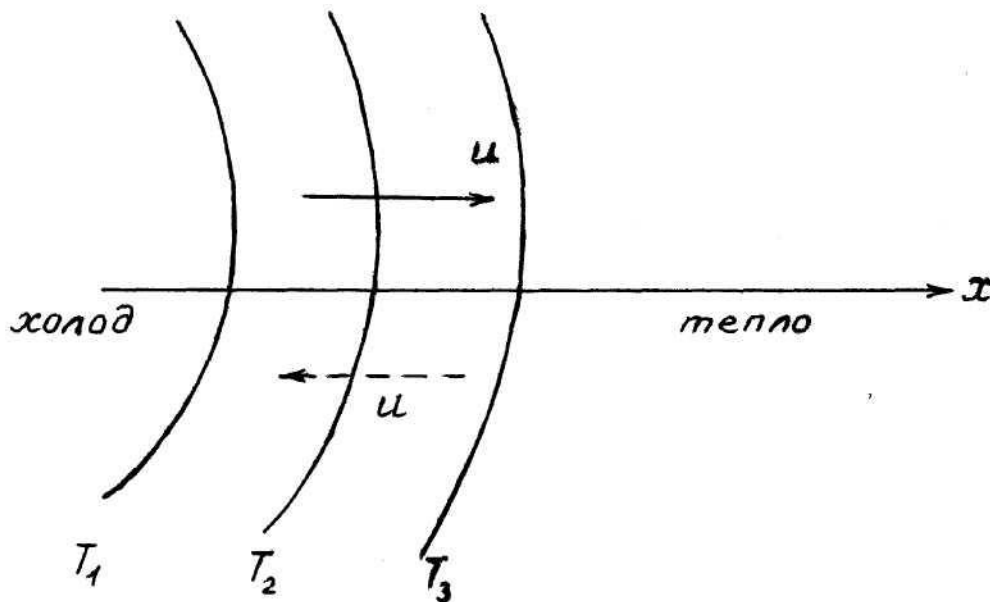


Рисунок 3.1 – До поняття адвекції холоду і тепла

Другий член рівняння (3.14) характеризує зміну температури повітря в фіксованій точці завдяки упорядкованим вертикальним рухам

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_w = w(\gamma - \gamma_a). \quad (3.17)$$

При висхідних рухах ( $w > 0$ ) спостерігається зниження температури повітря в точці, коли  $\gamma_a > \gamma$ , тобто при стійкому стані атмосфери, і зростання її при  $\gamma_a < \gamma$  (нестійкий стан атмосфери). При низхідних рухах ( $w < 0$ ), навпаки, температура збільшується при стійкому стані атмосфери ( $\gamma_a > \gamma$ ) і зменшується при нестійкому ( $\gamma_a < \gamma$ ). Якщо підйом і опускання повітря відбувається в хмарі (у вологому насиченому повітрі), то формула для локальної зміни температури під впливом вертикальних токів має вид

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_w = w(\gamma - \gamma'_a), \quad (3.18)$$

де  $\gamma'_a$  - вологоадіабатичний градієнт температури.

2. При вивченні періодичних (добових, наприклад,) коливань температури в граничному шарі враховується тільки вертикальний турбулентний приплив тепла, тому що адвективна та конвективна похідні за рахунок осереднення за тривалі проміжки часу (сезон, рік) стають рівними нулю, отже рівняння (3.18) приймає таку форму:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left( k \rho \frac{\partial \theta}{\partial z} \right). \quad (3.19)$$

У граничному шарі густина повітря мало змінюється з висотою, тому її можна винести за знак похідної. Після цього будемо мати

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (3.20)$$

Рівняння(3.20) має назву рівняння теплопровідності атмосфери. Вона реалізується за рахунок, головним чином, турбулентності.

3. При дослідженні властивостей повітряної маси, яка переміщується над неоднорідною земною поверхнею, велике значення мають адвекція та турбулентний обмін. Якщо процес усталений  $\left(\frac{\partial T}{\partial t} = 0\right)$ , то рівняння (3.13)

буде мати вигляд

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (3.21)$$

або, коли вісь  $ox$  має напрямок у здовж швидкості вітру,

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (3.22)$$

Процес зміни властивостей повітря під впливом неоднорідностей земної поверхні має назву трансформації маси.

4. Якщо проводять дослідження фізичних механізмів формування термічного режиму клімату Землі, що споріднено з осередненнями за великі проміжки часу (сезон, рік), лівою частиною рівняння (3.13), а також першими двома членами правої частини його, нехтують, тобто враховують лише неадіабатичні припливи тепла. Тому рівняння припливу тепла в турбулентній атмосфері береться у формі

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( A' \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( A' \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( A \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) - \frac{1}{c_p} \left( \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \frac{L}{c_p} \frac{dm}{dt} = 0. \quad (3.23)$$

5. Процеси хмароутворювання пов'язані з адвективними змінами температури, переносом тепла упорядкованими вертикальними температурами, переносом тепла упорядкованими вертикальними рухами та вертикальними турбулентними пульсаціями, припливами тепла за рахунок тепла конденсації. Таким чином, рівняння припливу тепла має вигляд

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) + w(\gamma - \gamma'_a) + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{L}{c_p \rho} \frac{dm}{dt}. \quad (3.24)$$

Воно свідчить про те, що вплив горизонтальних турбулентних рухів та радіаційних припливів тепла нехтовно малий.

6. У стратосфері та мезосфері поля температури формуються головним чином за рахунок поглинення оптично активними домішками атмосфери короткохвильового випромінювання Сонця, поглинення теплової інфрачервоної радіації, що знаходить від земної поверхні та нижче розташованих шарів атмосфери, власного випромінювання теплової інфрачервоної радіації у космічний простір. Крім того, важливими факторами є меридіональна складова адвективного і турбулентного переносу тепла. Якщо врахувати тільки ці фізичні механізми та вважати,

що процес є усталеним  $\left( \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \right)$ , то рівняння припливу тепла приймає

вид:

$$-g \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left( A' \frac{\partial T}{\partial y} \right) = 0. \quad (3.25)$$

Треба зауважити, що взимку в стратосфері й мезосфері високих широт відбуваються дуже цікаві процеси, які приводять до раптових потеплінь. Це явище відбувається майже щорічно в другій половині зими. Спочатку потепління з'являються на висотах 40-50 км, а іноді й ще вище, а потім поступово поширюються донизу. Міждобова мінливість температури при стратосферних потепліннях має найбільшу величину на висотах 25-35 км і



може досягати  $10-15^{\circ}\text{C}$  й більше. Зростання температури за весь період потепління може перевищувати  $30^{\circ}\text{C}$ , а іноді навіть  $50^{\circ}\text{C}$ . Тривалість більшого числа стратосферних потеплінь досягає 7-12 діб.

Розвиток стратосферних потеплінь пов'язаний із значною перебудовою термобаричних полів, що обумовлюється не тільки адвективними припливами тепла в високі широти, а і великомасштабними низхідними рухами повітря. Таким чином, при розгляданні зазначених процесів у рівняння (3.25) треба зберегти й член, який описує вплив вертикальних рухів. Крім того, процес раптових стратосферних потеплінь не можна вважати стаціонарним [1].

### Питання для самоконтролю

1. Опишіть механізми формування турбулентного припливу тепла.
2. Чим обумовлено приплив тепла в турбулентній атмосфері?
3. Проаналізуйте адвективні члени рівняння припливу тепла.
4. Дайте характеристику складових рівняння за умови розгляду різних часових інтервалів (доба, сезон, рік).

#### 4 ТУРБУЛЕНТНИЙ ПОТІК ТЕПЛА У ПРИЗЕМНОМУ ШАРІ АТМОСФЕРИ

Велику роль у розвитку процесів, пов'язаних із взаємодією атмосфери та земної поверхні, відіграє приземний шар атмосфери. Він має товщину декількох десятків метрів. Стан цього шару чинить великий вплив на фауну та флору, на умови життя та виробничу діяльність людини. Через приземний шар здійснюється обмін між атмосферою та поверхнею Землі теплом, вологою та кількістю руху, що чинить великий вплив на формування режиму температури та вітру, виникнення та еволюції хмар і опадів. Стан приземного шару дуже тісно пов'язується, з однієї сторони, із станом земної поверхні, з другої сторони, із станом граничного шару в цілому, складовою частиною якого і є приземний шар. Метеорологічні величини у приземному шарі різко змінюються з висотою та часом. Вертикальні градієнти метеорологічних величин у цьому шарі на один-два порядки перевищують вертикальні градієнти в інших шарах атмосфери [1-6].

З метою пояснення найбільш суттєвих властивостей приземного шару атмосфери звернемося до рівняння припливу тепла у турбулентній атмосфері в формі рівняння теплопровідності атмосфери

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (4.1)$$

Обґрунтування такої форми рівняння припливу тепла було зроблено вище. Перемножимо його на  $c_p \rho$  та проінтегруємо в границях від 0 до  $z$

$$c_p \int_0^z \rho \frac{\partial T}{\partial t} dz = c_p \int_0^z \rho \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) dz. \quad (4.2)$$

Будемо мати

$$c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} - c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{z=0} = c_p \rho \int_0^z \frac{\partial T}{\partial t} dz. \quad (4.3)$$

Позначимо  $P_0 = -c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{z=0}$  - потік тепла, який сформувався на земній

поверхні. Очевидно,  $P_T(z) = -c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z}$ . Тоді рівняння (4.3)

перетворюється таким чином:

$$P_T(z) = P_0 - c_p \rho \int_0^z \frac{\partial T}{\partial t} dz. \quad (4.4)$$

Отже, турбулентний потік тепла на висоті  $z$  дорівнює потоку тепла біля земної поверхні, зменшеному на величину потоку тепла, який витрачається на нагрівання одиничного стовпа повітря висотою від 0 до  $z$ . Нехай  $z = h$ . Тоді на основі теореми про середнє, маємо

$$c_p \rho \int_0^h \frac{\partial T}{\partial t} dz = c_p \rho \overline{\frac{\partial T}{\partial t}} h. \quad (4.5)$$

Метеорологічні спостереження показують, що за півдоби температура повітря змінюється всього на декілька градусів. Якщо припустити, що  $h$  має порядок  $10^0 - 10^2$ , то величина

$$\varepsilon = c_p \rho \left| \overline{\frac{\partial T}{\partial t}} \right| h \quad (4.6)$$

має порядок  $10^0 - 10^1 \text{ Вт/м}^2$ , тобто вона на порядок менша за  $P_0$ . Нехтуючи цією малою величиною, можна прийти до висновку, що

$$P_T(z) = P_0. \quad (4.7)$$

Шар атмосфери, розташований між земною поверхнею та висотою  $h$ , в границях якого турбулентний потік тепла є величина постійна, називається приземним шаром атмосфери. Цю властивість приземного шару називають квазістаціонарністю. Вона реалізується з тим більшою повнотою, чим менше значення мають адвентивний і конвективний члени рівняння припливу тепла.

Можна одержати оцінку у середньому висоти приземного шару. Якщо припустити, що  $\frac{\varepsilon}{|P_0|} = 0,1$  і використати формулу (4.6), то при

$P_0 = 150 \text{ Вт/м}^2$  (це деяке середнє значення  $P$ ) й  $\left| \overline{\frac{\partial T}{\partial t}} \right| = 5 \text{ К}$  за 12 годин, одержимо  $h = 108 \text{ м}$ . Проте в залежності від  $P_0$  й  $\overline{\frac{\partial T}{\partial t}}$  висота приземного шару може коливатися в широких границях – від десятків до сотень метрів.

#### Питання для самоконтролю

1. Надайте характеристику приземного шару атмосфери.
2. Яке рівняння використовується для пояснення найбільш суттєвих властивостей приземного шару атмосфери?

## 5 РОЗПОДІЛ ТЕМПЕРАТУРИ У ПРИЗЕМНОМУ ШАРІ АТМОСФЕРИ

Перш за все, розглянемо поведінку у приземному шарі коефіцієнта турбулентності. Якщо турбулентний моль тільки що утворився на невеликій висоті й пересувається до земної поверхні, то зустрівшись з нею, він змішується з оточуючим повітрям. Отже шлях змішування малий. Таким буде і шлях змішування турбулентного моля, який переміщується від земної поверхні вгору, тому що в протилежному випадку утворювався б дефіцит маси повітря з висотою. Коефіцієнт турбулентності пропорційний шляху змішування. Отже, на деякій невеликій висоті над землею він має невелике значення. Із збільшенням висоти зростає і шлях змішування турбулентних молей, тому відбувається збільшення коефіцієнта турбулентності [1].

У приземному шарі атмосфери обґрунтованою є лінійна модель змінювання коефіцієнта турбулентності з висотою

$$k = k_0 + az, \quad (5.1)$$

де  $k_0$  - значення коефіцієнта турбулентності при  $z = 0$ ; коефіцієнт  $a$  - має сенс коефіцієнта турбулентності на висоті 1 м.

Із рівності (4.7) за умовою (5.1) маємо

$$P_0 = -c_p \rho (k_0 + az) \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (5.2)$$

або, якщо перемножити обидві частини (5.2) на  $dz$ ,

$$\frac{P_0}{c_p \rho} \frac{dz}{k_0 + az} = -\frac{\partial \theta}{\partial z} dz. \quad (5.3)$$

Права частина рівності (5.3) є диференціалом потенціальної температури  $d\theta$ . Отже,

$$-d\theta = \frac{P_0}{c_p \rho a} = \frac{d(k_0 + az)}{k_0 + az}. \quad (5.4)$$

Проінтегруємо рівняння (5.4) по висоті від 0 до  $z$  і по потенціальній температурі від 0 до  $\theta$ .

Будемо мати

$$\theta(z) = \theta_0 - \frac{P_0}{c_p \rho a} \ln \frac{k_0 + az}{k_0}. \quad (5.5)$$

Змінюванням густини атмосфери при інтегруванні знехтувано, тому що, як вже відзначалося, у межах приземного шару її зміни з висотою невеликі.

Оскільки  $\theta_0 = T_0$ , а  $\theta(z) = T(z) + \gamma_a z$ , то рівняння (5.5) можна записати таким чином:

$$T(z) = T_0 - \frac{P_0}{c_p \rho a} \ln \frac{k_0 + az}{k_0} - \gamma_a z. \quad (5.6)$$

На малих висотах останній доданок має невелике значення. Проте з ростом  $z$  його роль збільшується. Особливо вона дуже важлива тоді, коли  $\gamma \rightarrow \gamma_a$  і  $P_0 \rightarrow 0$ . Тоді маємо

$$T(z) = T_0 - \gamma_a z,$$

або  $\theta = \theta_0 = \text{const}$

Температура земної поверхні  $T_0$  вимірюється з великою похибкою. Тому знайдемо значення температури  $T_1$  на висоті  $z_1$ , де її можна вимірювати з необхідною точністю

$$T_1 = T_0 - \frac{P_0}{c_p \rho a} \ln \frac{k_0 + az_1}{k_0} - \gamma_a z_1. \quad (5.7)$$

Почлено віднімемо із рівняння (5.6) рівняння (5.7).

Будемо мати

$$T(z) = T_1 - \frac{P_0}{c_p \rho a} \ln \frac{k_0 + az}{k_0 + az_1} - \gamma_a (z - z_1). \quad (5.8)$$

Параметр  $k_0$ , як вже відзначалося, пов'язується з параметром шорсткості  $z_0$  простим співвідношенням

$$k_0 = az_0. \quad (5.9)$$

Враховуючи це, прийдемо до такого рівняння:

$$T(z) = T_1 - \frac{P_0}{c_p \rho a} \ln \frac{z + z_0}{z_1 + z_0}. \quad (5.10)$$

Параметр шорсткості для більшості поверхонь (сніг, трава, поля сільськогосподарських рослин, води тощо) має порядок  $10^{-12}$  м. Винятком є ліси, населені пункти, місцевість з багатьма нерівностями. Для них  $z_0$  має значення декількох метрів. Для більшості поверхонь  $z_0$  можна знехтувати і тоді одержимо:

$$T(z) = T_1 - \frac{P_0}{c_p \rho a} \ln \frac{z}{z_1} - \gamma_a (z - z_1). \quad (5.11)$$

Формули (5.5), (5.6), (5.8), (5.10), (5.11) є різними варіаціями логарифмічного закону змінювання температури повітря з висотою у приземному шарі атмосфери. Його називають ще логарифмічним профілем температури. Відповідно до формули (5.10) між температурою повітря та логарифмом висоти існує на малих висотах практично лінійна залежність. Як відомо, при малих значеннях аргументу логарифмічна функція змінюється дуже швидко. Таку ж поведінку має температура повітря. Знак змінювання температури при збільшенні висоти залежить від знаку потоку тепла  $P_0$ . Температура повітря зменшується з висотою, коли  $P_0 > 0$  і збільшується, коли  $P_0 < 0$ . Перший випадок спостерігається, як правило, вдень, другий – вночі.

Дослідження, проте, показують, що логарифмічний профіль температури, а також інших метеорологічних величин, у приземному шарі атмосфери спостерігається при стратифікації, яка не дуже відрізняється від рівноважної. При дуже стійкій або дуже нестійкій стратифікації спостерігаються систематичні відхилення профілів від логарифмічного. З другого боку, при виключно рівноважній стратифікації логарифмічний профіль перетворюється у лінійний. Дійсно, при  $\gamma = \gamma_a$ ,  $P_0 = 0$  і  $T(z) = T_1 - \gamma_a(z - z_1)$ .

#### Питання для самоконтролю

1. Як пов'язані коефіцієнт турбулентності і шлях змішування?
2. Як змінюється коефіцієнт турбулентності у приземному шарі атмосфери?
3. Чи впливає зміна густини повітря на коефіцієнт турбулентності у приземному шарі атмосфери?
4. Від чого залежить параметр шорсткості?
5. За яким законом змінюється температура повітря з висотою у приземному шарі атмосфери?

## 6 ВЗАЄМОДІЯ АТМОСФЕРИ З ДІЯЛЬНИМ ШАРОМ ЗЕМНОЇ ПОВЕРХНІ

### 6.1 Закономірності теплообміну у ґрунті

У природних умовах завжди виникає вертикальний температурний перепад у ґрунті, який змінює свій знак від дня до ночі. Завдяки цьому відбувається процес теплопровідності, який обумовлює обмін теплом у середині ґрунту між різними глибинами. Якщо за додатний напрямок вертикальної вісі  $\xi$  взяти напрямок в глибину ґрунту, то потік тепла в ґрунті на довільній глибині  $\xi$  пропорційний градієнту температури  $T_{\Gamma}$

$$Q_{\text{м}} = -\lambda \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial \xi}. \quad (6.1)$$

Коефіцієнт пропорційності  $\lambda$  називається коефіцієнтом теплопровідності ґрунту. Мається на увазі молекулярна теплопровідність, оскільки вона – основний механізм передачі теплоти в ґрунт. Потік тепла  $Q_{\text{м}} > 0$ , коли  $\frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial \xi} < 0$ , тобто, коли температура при збільшенні глибини зменшується, та навпаки [1-3].

Коефіцієнт молекулярної теплопровідності залежить від мінерального складу ґрунту. Він має розмірність  $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$ .

У таблиці містяться значення коефіцієнта  $\lambda$  для різних речовин.

Таблиця 6.1 – Коефіцієнт молекулярної теплопровідності для різних речовин

Речовина	$\lambda, \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$
Торф	0,88
Мінерали	2,43
Повітря	$2,43 \cdot 10^{-2}$
Вода	0,4

Ці дані свідчать про те, що при збільшенні пористості ґрунту теплопровідність його різко зменшується, оскільки збільшується відносний об'єм, зайнятий повітрям. У вологому ґрунті пори заповнюються водою. Тому теплопровідність збільшується зі збільшенням вологості ґрунту. Отже, в залежності від структури, механічних властивостей та вологості ґрунту змінюються умови розповсюдження тепла з глибиною.

Приплив тепла до одиничної маси ґрунту залежить від потоку тепла. Ця залежність виявляється так:

$$\varepsilon_M = -\frac{1}{\rho_\Gamma} \frac{\partial Q_M}{\partial \xi}, \quad (6.2)$$

де  $\rho_\Gamma$  - густина ґрунту.

Якщо використати рівняння (6.1), то

$$\varepsilon_M = -\frac{1}{\rho_\Gamma} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \lambda \frac{\partial T_\Gamma}{\partial \xi} \right). \quad (6.3)$$

Приплив тепла можна виразити через змінювання тепловмісту ґрунту за одиницю часу, тобто

$$\varepsilon_M = \frac{\partial (c_\Gamma T_\Gamma)}{\partial t} \quad (6.4)$$

або

$$\varepsilon_M = \bar{c}_\Gamma \frac{\partial T_\Gamma}{\partial t}, \quad (6.5)$$

$\bar{c}_\Gamma$  - питома теплоємність ґрунту.

Таким чином, рівняння припливу тепла можна записати так:

$$\frac{\partial T_\Gamma}{\partial t} = \frac{1}{\bar{c}_\Gamma \rho_\Gamma} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \lambda \frac{\partial T_\Gamma}{\partial \xi} \right) \quad (6.6)$$

або, якщо урахувати, що  $\bar{c}_\Gamma \rho_\Gamma = \bar{c}_{g\Gamma}$  - об'ємна теплоємність,

$$\frac{\partial T_\Gamma}{\partial t} = \frac{1}{\bar{c}_{g\Gamma}} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \lambda \frac{\partial T_\Gamma}{\partial \xi} \right). \quad (6.7)$$

При середній вологості та середній пористості ґрунту об'ємна теплоємність основних складових його частин (пісок, глинозем, торф) майже однакова і дорівнює приблизно  $2,1 \text{ Дж/см}^3 \text{ К}$ , тобто половині теплоємності води.

Як вже відзначалося, з глибиною змінюються фізичні властивості ґрунту. Тому у загальному випадку  $\lambda = \lambda(\xi, t)$  і  $\bar{c}_{g\Gamma} = \bar{c}_{g\Gamma}(\xi, t)$ . Одержати розв'язок рівняння (6.7) за цими умовами можна тільки за допомогою чисельних методів. Якщо ґрунт з глибиною виявляється однорідним і має однакову вологість, то  $\lambda = \text{const}$  і  $\bar{c}_{g\Gamma} = \text{const}$ . Тоді рівняння теплопровідності приймає форму

$$\frac{\partial T_\Gamma}{\partial t} = k_m \frac{\partial^2 T_\Gamma}{\partial \xi^2}, \quad (6.8)$$

де



$$k_m = \frac{\lambda}{\bar{c}_{\text{г}}} - \text{коефіцієнт температуропровідності ґрунту.}$$

Джерелом енергії, завдяки якій формуються процеси у системі Земля – атмосфера, виявляється сонячна енергія [1-3, 7-9]. Кількість сумарної  $F' + f$ , що приходить на земну поверхню, частково поглинається у залежності від альbedo  $r$  поверхні. Таким чином, поглинена частина сумарної радіації дорівнює  $(F' + f)(1 - r)$ . Поглинення сонячної радіації приводить до нагрівання діяльного шару земної поверхні  $\Delta$ . Під діяльним шаром розуміють тонкий шар ґрунту або води, у якому відбувається поглинення сонячної радіації. Для ґрунту – це декілька міліметрів в залежності від його фізичних властивостей, для води – це декілька метрів.

Нагрітий діяльний шар випромінює теплову енергію у вигляді теплової інфрачервоної радіації  $B_0$ . Атмосфера, в свою чергу, випромінює енергію  $B_a$ , частина якої  $\delta B_a$  поглинається земною поверхнею. Таким чином, радіаційний баланс земної поверхні, як було показано вище, визначається формулою:

$$R = (F' + f)(1 - r) - B^*, \quad (6.9)$$

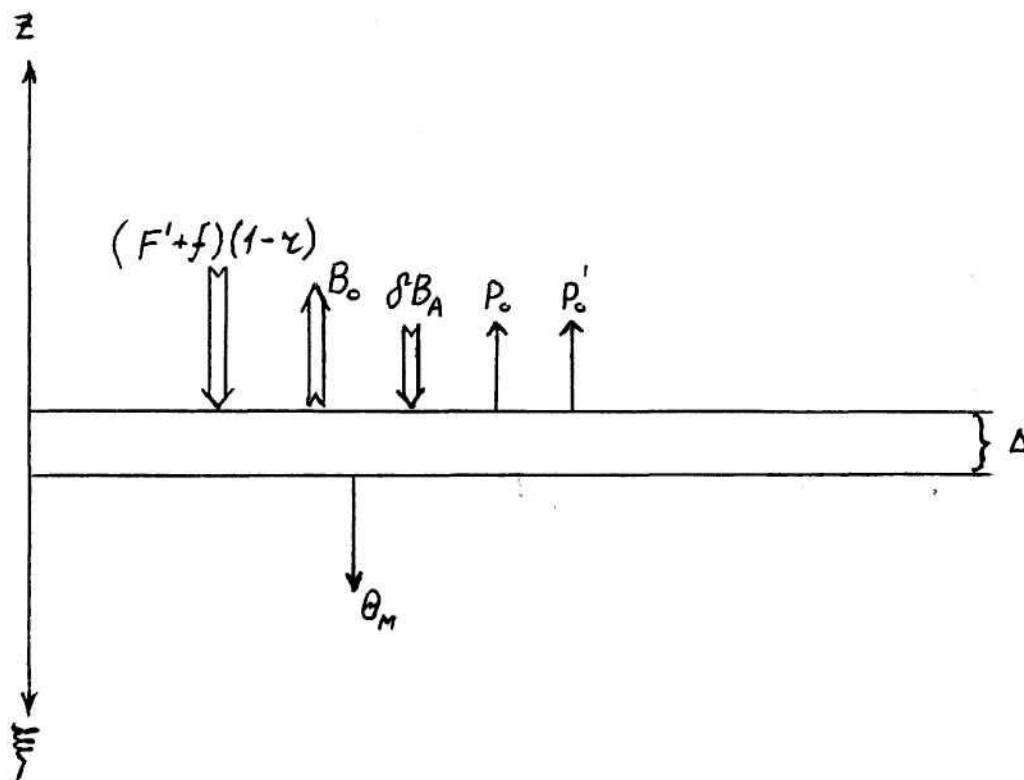
де  $B^*$  - ефективне випромінювання.

Він характеризує прибуткову частину енергії для поверхні Землі. Завдяки їй виникають фізичні процеси, які пов'язані з перетворенням енергії. Якщо виділити одиничну площадку, то через цю площадку відбувається потоки тепла, що обумовлюють тепловий режим земної поверхні.

Рівняння, яке визначає результуючий потік тепла, називається рівнянням теплового балансу. Рівняння теплового балансу може бути записано для земної поверхні, для атмосфери, для системи земна поверхня – атмосфера. У двох останніх випадках розглядається вертикальний стовп ґрунту у границях його діяльного шару.

Розглянемо тепловий баланс земної поверхні. До неї приходить промениста енергія, яка характеризується радіаційним балансом. Від нагрітої земної поверхні відбувається передача тепла до атмосфери завдяки турбулентними потоками тепла. У границях приземного шару турбулентний потік, як вже відзначалось, постійний і дорівнює

$$P_0 = -\bar{c}_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (6.10)$$



Рисинок 6.1 – Тепловий баланс земної поверхні

Якщо  $\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$ , то  $P_0 > 0$  і турбулентний потік тепла має напрямок знизу вверху, тобто ґрунт або водна поверхня втрачає тепло, визначене потоком  $P_0$ . При  $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$ , навпаки,  $P_0 < 0$ , й земна поверхня тепло одержує.

Турбулентний потік тепла носить назву явного тепла. Під дією нагрівання діяльного шару при поглиненні променистої енергії відбувається випарування з поверхні землі чи води. Водяна пара від земної поверхні турбулентними молями, як і всяка субстанція, переноситься вверху у приземному шарі атмосфери. Якщо позначити через  $\bar{s}$  - масову долю водяної пари, а її вертикальний градієнт через  $\frac{\partial \bar{s}}{\partial z}$ , то турбулентний потік вологи буде рівним

$$Q'_0 = -\rho k \frac{\partial \bar{s}}{\partial z}. \quad (6.11)$$

Турбулентний потік вологи – це кількість водяної пари, яка переноситься через одиничну площадку за одиницю часу у перпендикулярному напрямку. Він має розмірність  $\text{кг}/\text{м}^2\text{с}$ . Як і турбулентний потік тепла

дорівнює, очевидно,  $P'_0 = LQ'_0$ . Таким чином, потік тепла випарування (конденсації) має значення

$$P'_0 = -L\rho k \frac{\partial \bar{s}}{\partial z}. \quad (6.12)$$

Очевидно,  $[P'_0] = [L][Q'_0] = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ .

Якщо  $\frac{\partial \bar{s}}{\partial z} < 0$  - концентрація пари з висотою зменшується, то  $P'_0 > 0$ , тобто земна поверхня витрачає тепло. Тепло випаровування (конденсації) має назву прихованого тепла.

Потік тепла відбувається не тільки через верхню границю діяльності шару, але і через верхню границю діяльного шару, але і через нижню його границю, тобто у глибину ґрунту (води). Єдиним механізмом цього процесу є молекулярна теплопровідність. Молекулярний потік тепла у глибину ґрунту, як було показано вище, має такий вид:

$$Q_M = -\lambda \frac{\partial T_\Gamma}{\partial \xi} \quad (6.13)$$

або

$$Q_M = -\bar{c}_\Gamma \rho_\Gamma k_m \frac{\partial T_\Gamma}{\partial \xi}. \quad (6.14)$$

Вище йшлося про потоки через границі шару  $\Delta$ . Однак, у ґрунті відбувається й поглинення тепла. Позначимо через  $\alpha_\Gamma$  масовий коефіцієнт поглинення. Тоді, якщо на верхній границі шару  $d\xi$  радіаційний баланс дорівнює  $R$ , то поглинута його частина є

$$dR = -\alpha_\Gamma \rho_\Gamma R d\xi. \quad (6.15)$$

Проінтегруємо (6.15) у границях від 0 до  $\xi$ , а  $dR$  від  $R(0)$  до  $R(\xi)$ . Будемо мати

$$R(\xi) = R(0) \exp[-\alpha_\Gamma \rho_\Gamma \xi]. \quad (6.16)$$

Якщо позначити  $\delta^* = \frac{1}{\alpha_\Gamma \rho_\Gamma}$ , то

$$R(\xi) = R_0 \exp\left[-\xi / \delta^*\right]. \quad (6.17)$$

Нехай  $\xi = \Delta$ . Тоді

$$R(\Delta) = R \exp\left[-\Delta/\delta^*\right]. \quad (6.18)$$

Поглинення променистого тепла у діяльному шарі приводить до змінювання тепловмісту ґрунту та витрат тепла танення льоду, якщо відбулося замерзання ґрунту. За рахунок цих ефектів рівняння припливу тепла до одиничного об'єму діяльного шару може бути записано таким чином:

$$L_{\text{пл}} \rho_{\Gamma} \frac{\partial \Delta}{\partial t} + \Delta \frac{\partial}{\partial t} (c_{\Gamma} \rho_{\Gamma} T_{\Gamma}) = R(0) - R(\Delta) - P_0 - P'_0 - Q_M \quad (6.19)$$

або за рахунок (6.18) та рівнянь (6.10), (6.12) і (6.14)

$$L_{\text{пл}} \rho_{\Gamma} \frac{\partial \Delta}{\partial t} + \Delta \frac{\partial}{\partial t} (c_{\Gamma} \rho_{\Gamma} T_{\Gamma}) = R(0) \left[ 1 - \exp\left(-\Delta/\delta^*\right) \right] + c_p \rho k \left. \frac{\partial \theta}{\partial z} \right|_{z=0} + \\ + L \rho k \left. \frac{\partial s}{\partial z} \right|_{z=0} + c_{\Gamma} \rho_{\Gamma} k_m \left. \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial \xi} \right|_{\xi = \Delta}. \quad (6.20)$$

Перший доданок лівої частини рівняння (6.20) характеризує тепло танення льоду у діяльному шарі, а другий доданок – змінення тепловмісту стовпа ґрунту товщиною  $\Delta$  одиничного за одиницю часу. У правій частині утворюються всі потоки тепла, котрі надходять до діяльного шару через його верхню й нижню границі.

Рівняння (6.20) і являє собою рівняння теплового балансу шару ґрунту товщиною  $\Delta$ .

Розглянемо деякі окремі випадки:

1. На суші, яка не покрита снігом або льодом,  $\Delta$  - дуже мала. В той же час відношення  $\Delta/\delta^*$  дуже велике. Таким чином,  $\exp\left(-\Delta/\delta^*\right) \rightarrow 0$ . Тоді, якщо танення льоду відсутнє, то рівняння балансу тепла буде мати таку форму:

$$R - P_0 - P'_0 - Q_M = 0 \quad (6.21)$$

або

$$(F' + f)(1 - r) - B^* + c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} + L \rho k \frac{\partial s}{\partial z} + c_{\Gamma} \rho_{\Gamma} k_m \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial \xi} = 0; \quad (z = \xi = 0). \quad (6.22)$$

Воно записується ще й так:

$$R = -c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} - L \rho k \frac{\partial s}{\partial z} - c_{\Gamma} \rho_{\Gamma} k_m \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial \xi}; \quad (z = \xi = 0). \quad (6.23)$$

Як показують вимірювання, рівняння (6.23) виконується з точністю 12%.

2. У воді сонячна радіація поглинається шаром товщиною близько 100 см, тобто  $\delta^* = 100$  см. Довгохвильова компонента, навпаки, поглинається дуже тонким шаром. Тому рівняння теплового балансу використовується у формі:

$$\Delta \frac{\partial}{\partial t} (c_v \rho_v T) = (F' + f)(1-r) \left[ 1 - \exp\left(-\Delta/\delta_1^*\right) \right] -$$

$$-B^* \left[ 1 - \exp\left(-\Delta/\delta_2^*\right) \right] - P_0 - P'_0 - Q_m + \Delta \rho_v Q_a. \quad (6.24)$$

Для води  $\Delta/\delta_1^*$  - мале, а  $\Delta/\delta_2^*$  - велике. Тому маємо

$$\Delta \frac{\partial}{\partial t} (c_v \rho_v T) = (F' + f)(1-r) \left[ 1 - \exp\left(-\Delta/\delta_1^*\right) \right] -$$

$$-B^* + \Delta \rho_v Q_a + c_p \rho k \left. \frac{\partial \theta}{\partial z} \right|_{z=0} + L \rho k \left. \frac{\partial s}{\partial z} \right|_{z=0} + c_v \rho_v k_m \left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_{\xi=\Delta}. \quad (6.25)$$

Для тонкого шару води  $\Delta$ ,  $\Delta/\delta_1^* \rightarrow 0$  і  $\exp\left(-\Delta/\delta_1^*\right) \rightarrow 1$ . Тоді, якщо знехтувати лівою частиною, одержимо

$$-B^* = -c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} - L \rho k \frac{\partial s}{\partial z} - c_v \rho_v k_m \frac{\partial T}{\partial \xi}; \quad (z = \xi = 0). \quad (6.26)$$

У рівняннях (6.24) і (6.25)  $Q_a$  - адвентивний приплив тепла.

Рівняння теплового балансу в формі (6.23) використовується як гранична умова при дослідженнях термічного режиму атмосфери та ґрунту, а у формі (6.26) – атмосфери і води.

## 6.2 Тепло- і вологообмін у системі ґрунт – повітря

У попередніх розділах вивчався тепловий режим окремо у приземному шарі атмосфери й ґрунті. Але в дійсності ці процеси взаємопов'язані. Потік тепла у нижніх шарах атмосфери залежить від властивостей підстильної поверхні й навпаки, розповсюдження тепла у ґрунті залежить від термодинамічної структури приземного шару атмосфери [1-3].

При вивченні процесу тепло-і вологообміну у системі повітря – ґрунт припустимо, що у приземному шарі коефіцієнт турбулентності мало змінюється з висотою, а стратифікація його рівноважна, ґрунт однорідний

за мінералогічним та вологістю. Тоді рівняння теплопровідності для повітря й ґрунту мають вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (6.27)$$

$$\frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial t} = k_m \frac{\partial^2 T_{\Gamma}}{\partial \xi^2}. \quad (6.28)$$

Температури повітря  $T$  і ґрунту  $T_{\Gamma}$  будемо виражати як суму середньої температури та її пульсацій

$$T = \bar{T} + \tau, \quad (6.29)$$

$$T_{\Gamma} = \bar{T}_{\Gamma} + \vartheta. \quad (6.30)$$

По-перше, проведемо осереднення рівнянь (6.27) і (6.28), урахувавши властивості оператора осереднення. Будемо мати

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2}, \quad (6.31)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = k_m \frac{\partial^2 \bar{T}_{\Gamma}}{\partial \xi^2}. \quad (6.32)$$

По-друге, підставимо (6.29) і (6.30) у рівняння (6.27) і (6.28)

$$\frac{\partial(\bar{T} + \tau)}{\partial t} = k \frac{\partial^2(\bar{T} + \tau)}{\partial z^2}, \quad (6.33)$$

$$\frac{\partial(\bar{T}_{\Gamma} + \vartheta)}{\partial t} = k_m \frac{\partial^2(\bar{T}_{\Gamma} + \vartheta)}{\partial \xi^2}. \quad (6.34)$$

Якщо тепер почлено віднімемо від (6.33) рівняння (6.31), а від (6.34) рівняння (6.32), то одержимо

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \tau}{\partial z^2}, \quad (6.35)$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = k_m \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \xi^2}. \quad (6.36)$$

Як відомо, температура поверхні ґрунту, котра виступає у ролі джерела тепла і для повітря, і для ґрунту, повністю залежить від радіаційного балансу земної поверхні. Ясно, що він виявляється

неперервною функцією часу, яка може бути виражена суперпозицією простих гармонійних коливань

$$R(t) = R_0 + \sum_{i=1}^n R_i \cos(\omega_i t - \varphi_i), \quad (6.37)$$

де  $R_0$  - має сенс середнього за добу радіаційного балансу,  $R_i$  - амплітуда,  $\omega_i$  - частота,  $\varphi_i$  - початкова фаза  $i$  - тої гармоніки.

Як показують дослідження, з достатньою точністю можна обмежитись тільки першою гармонікою, яка відображає добовий хід радіаційного балансу.

$$R(t) = R_0 + R_1 \cos(\omega t - \varphi). \quad (6.38)$$

Тоді  $R_1$  - амплітуда коливань радіаційного балансу.

Пульсація радіаційного балансу дорівнює

$$r(t) = R(t) - R_0 = R_1 \cos(\omega t - \varphi). \quad (6.39)$$

Запишемо тепер рівняння теплового балансу земної поверхні

$$R = -c_p \rho k \frac{\partial T}{\partial z} - L \rho k \frac{\partial s}{\partial z} - c_{\Gamma} \rho_{\Gamma} k_m \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial \xi}. \quad (6.40)$$

Відносно пульсацій метеорологічних величин, які в нього входять, воно має вид:

$$R_1 \cos(\omega t - \varphi) = -c_p \rho k \frac{\partial \tau}{\partial z} - L \rho k \frac{\partial s'}{\partial z} - c_{\Gamma} \rho_{\Gamma} k \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi}. \quad (6.41)$$

де  $s'$  - пульсація масової долі водяної пари. Рівняння (6.41) приймемо за першу граничну умову.

Оскільки в рівнянні (6.41) увійшла масова частка водяної пари, то необхідно було б розглянути ще й рівняння переносу пари. Це дуже ускладнило б задачу. Тому обмежимося двома крайніми випадками:

випаровування дорівнює нулю  $\left(-L \rho k \frac{\partial s'}{\partial z} = 0\right)$  й дуже зволожений ґрунт.

В останньому випадку близько рівня  $z = 0$  водяна пара знаходиться у стані насичення, тобто  $S_m = S_m(T, P)$  й таким чином,

$$\frac{\partial s_m}{\partial z} = \frac{L s_m}{R_n T^2} \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (6.42)$$

Тоді гранична умова (6.41) залишається так:

$$\left( c_p + \frac{L^2 s_m}{R_n T^2} \right) \rho k \frac{\partial \tau}{\partial z} \Big|_{z=0} - c_\Gamma \rho_\Gamma k_m \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = R_1 \cos(\omega t - \varphi). \quad (6.43)$$

(Множник  $c_p + \frac{L^2 s_m}{R_n T^2}$  позначимо через  $c_p^*$ ). Крім цього, необхідно записати й другу граничну умову

$$z = \xi = 0; \quad \tau(0, t) = \vartheta(0, t). \quad (6.44)$$

Вона характеризує те, що пульсації температури повітря й ґрунту на поверхні однакові. Нарешті, третя гранична умова приймається у формі

$$z \rightarrow \infty; \quad \tau \rightarrow 0; \quad \xi \rightarrow \infty; \quad \vartheta \rightarrow 0. \quad (6.44')$$

Розглянемо спочатку рівняння (6.35). Будемо шукати його розв'язок у формі

$$\tau(z, t) = \tau_1(z) \cos(\omega t - \varphi) + \tau_2(z) \sin(\omega t - \varphi). \quad (6.45)$$

Підставимо (6.45) у (6.35) й виконаємо диференціювання. Будемо мати:

$$\begin{aligned} -\omega \tau_1 \sin(\omega t - \varphi) + \omega \tau_2 \cos(\omega t - \varphi) &= k \frac{\partial^2}{\partial z^2} [\tau_1 \cos(\omega t - \varphi)] + \\ &+ k \frac{\partial^2}{\partial z^2} [\tau_2 \sin(\omega t - \varphi)] \end{aligned} \quad (6.46)$$

Рівняння (6.45) справедливе при всяких значеннях  $t$ . Нехай  $t$  таке, що  $\omega t - \varphi = 0$  і  $\omega t - \varphi = \pi/2$ . Крім того, частинні похідні при зображенні відхилення температури від середньої у формі (6.45) перетворюються у звичайні похідні.

Таким чином, у першому випадку значення  $t$  маємо

$$k \frac{d^2 \tau_1}{dz^2} = \omega \tau_2, \quad (6.47)$$

у другому випадку

$$k \frac{d^2 \tau_2}{dz^2} = -\omega \tau_1. \quad (6.48)$$

Помножимо рівняння (6.48) на комплексну одиницю  $j$  й віднімемо його від рівняння (6.47). Одержимо

$$k \frac{d^2 (\tau_1 - j \tau_2)}{dz^2} = \omega (\tau_2 + j \tau_1)$$



або

$$\frac{d^2(\tau_1 - j\tau_2)}{dz^2} - \frac{j\omega}{k}(\tau_1 - j\tau_2) = 0 \quad (6.49)$$

Рівняння (6.49) – це звичайне диференціальне рівняння другого порядку. Його розв'язок має вид:

$$\tau_1 - j\tau_2 = c_1 \exp\left(\sqrt{\frac{j\omega}{k}}z\right) + c_2 \exp\left(-\sqrt{\frac{j\omega}{k}}z\right). \quad (6.50)$$

Задовольнимо третій граничній умові. При  $z \rightarrow \infty$   $c_1 \exp\left(\sqrt{\frac{j\omega}{k}}z\right) \rightarrow \infty$  і  $\tau_1 - j\tau_2 \rightarrow \infty$ . Проте це не відбувається й  $\tau \rightarrow 0$ . Таким чином,  $c_1 = 0$  і рівняння (6.50) спрощується так:

$$\tau_1 - j\tau_2 = c_2 \exp\left(-\sqrt{\frac{j\omega}{k}}z\right). \quad (6.51)$$

Можна показати, що

$$\sqrt{j} = \frac{1+j}{\sqrt{2}}. \quad (6.52)$$

Ураховуючи цю тотожність, розв'язок (6.51) можна записати таким чином:

$$\begin{aligned} \tau_1 - j\tau_2 &= c_2 \left[ \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k}}z - j\sqrt{\frac{\omega}{2k}}z\right) \right] = \\ &= c_2 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k}}z\right) \cdot \exp\left(-j\sqrt{\frac{\omega}{2k}}z\right). \end{aligned} \quad (6.53)$$

Якщо позначити

$$\sqrt{\frac{\omega}{2k}} = a \quad (6.54)$$

і використати відому формулу Ейлера, то одержимо

$$\tau_1 - j\tau_2 = c_2 \exp(-az)(\cos az - j\sin az). \quad (6.55)$$

Зрівнювання лівих та правих частин рівняння (6.55) показує, що

$$\tau_1 = c_2 \exp(-az) \cos az, \quad (6.56)$$

$$\tau_2 = c_2 \exp(-az) \sin az. \quad (6.57)$$

Застосуємо тепер рівності (6.56) і (6.57) до рівняння (6.45). Будемо мати:

$$\tau(z, t) = c_2 \exp(-az) \cos az \cos(\omega t - \varphi) + c_2 \exp(-az) \sin az \sin(\omega t - \varphi) \quad (6.58)$$

або

$$\tau(z, t) = c_2 \exp(-az) \cos(\omega t - az - \varphi). \quad (6.59)$$

Аналогічно міркуючи, можна записати у такій же формі розв'язок рівняння (6.36)

$$\mathcal{G}(\xi, t) = c'_2 \exp(-a'\xi) \cos(\omega t - a'\xi - \varphi), \quad (6.60)$$

де

$$a' = \sqrt{\frac{\omega}{2k_m}}. \quad (6.61)$$

Задовольнимо тепер другий граничній умові. Тоді будемо мати

$$\tau(0, t) = c_2 \cos(\omega t - \varphi), \quad (6.62)$$

$$\mathcal{G}(0, t) = c'_2 \cos(\omega t - \varphi), \quad (6.63)$$

$$c_2 = c'_2. \quad (6.64)$$

Для задоволення третій граничній умові знайдемо похідні  $\frac{\partial \tau}{\partial z} \Big|_{z=0}$  й

$\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0}$  і використаємо результати (6.59), (6.60) і (6.64). Одержимо результати

$$\frac{\partial \tau}{\partial z} = c_2 a \exp(-az) [\sin(\omega t - \varphi - az) - \cos(\omega t - \varphi - az)], \quad (6.65)$$

$$\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \xi} = c_2 a' \exp(-a'\xi) [\sin(\omega t - \varphi - a'\xi) - \cos(\omega t - \varphi - a'\xi)], \quad (6.66)$$

які при  $z = \xi = 0$  приймають вид

$$\frac{\partial \tau}{\partial z} \Big|_{z=0} = c_2 a [\sin(\omega t - \varphi) - \cos(\omega t - \varphi)], \quad (6.67)$$

$$\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = c_2 a' [\sin(\omega t - \varphi) - \cos(\omega t - \varphi)]. \quad (6.68)$$

Тепер залишилося підставити рівності (6.67) та (6.68) у рівняння (6.43). Будемо мати:

$$R_1 \cos(\omega t - \varphi) = -c_2 \left( c_p^* \rho k a + c_\Gamma \rho_\Gamma k_m a' \right) \left[ \sin(\omega t - \varphi) - \cos(\omega t - \varphi) \right]. \quad (6.69)$$

Рівняння (6.69) справедливе при будь-яких значеннях аргументу тригонометричних функцій, у тому числі й при  $\omega t - \varphi = 0$ .

При цьому маємо

$$R_1 = c_2 \left( c_p^* \rho k a + c_\Gamma \rho_\Gamma k_m a' \right), \quad (6.70)$$

звідки

$$c_2 = \frac{R_1}{\sqrt{\frac{\omega}{2} \left( c_p^* \rho \sqrt{k} + c_\Gamma \rho_\Gamma \sqrt{k_m} \right)}}. \quad (6.71)$$

Тепер необхідно підставити формулу (6.71) до розв'язків (6.59) і (6.60). Одержимо розв'язок сформульованої задачі взаємодії атмосфери та земної поверхні

$$\tau(z, t) = \frac{R_1 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k}} z\right)}{\sqrt{\frac{\omega}{2} \left( c_p^* \rho \sqrt{k} + c_\Gamma \rho_\Gamma \sqrt{k_m} \right)}} \cos\left(\omega t - \varphi - \sqrt{\frac{\omega}{2k_m}} z\right), \quad (6.72)$$

$$\vartheta(\xi, t) = \frac{R_1 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k_m}} \xi\right)}{\sqrt{\frac{\omega}{2} \left( c_p^* \rho \sqrt{k} + c_\Gamma \rho_\Gamma \sqrt{k_m} \right)}} \cos\left(\omega t - \varphi - \sqrt{\frac{\omega}{2k_m}} \xi\right). \quad (6.73)$$

Можна формули (6.72) – (6.73) записати по-іншому, якщо запровадити відому формулу зведення

$$\tau(z, t) = \frac{R_1 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k}} z\right)}{\sqrt{\omega} \left( c_p^* \rho \sqrt{k} + c_\Gamma \rho_\Gamma \sqrt{k_m} \right)} \cos\left(\omega t - \varphi - \sqrt{\frac{\omega}{2k}} z - \frac{\pi}{8}\right), \quad (6.74)$$

$$\vartheta(\xi, t) = \frac{R_1 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k_m}} \xi\right)}{\sqrt{\omega} \left( c_p^* \rho \sqrt{k} + c_\Gamma \rho_\Gamma \sqrt{k_m} \right)} \cos\left(\omega t - \varphi - \sqrt{\frac{\omega}{2k_m}} \xi - \frac{\pi}{8}\right). \quad (6.75)$$

Для одержання формули, яка характеризує коливання температури на земній поверхні, треба прийняти  $z = \xi = 0$ . Тоді з рівнянь (6.74), (6.75) маємо:

$$\tau(0,t) = \vartheta(0,t) \frac{R_1}{\sqrt{\omega} (c_p^* \rho \sqrt{k} + c_T \rho_T \sqrt{k_m})} \cos\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{8}\right). \quad (6.76)$$

Із рівнянь (6.74) – (6.75) видно, що амплітуда коливань температури повітря та ґрунту швидко зменшується із збільшенням висоти в повітрі і глибини в ґрунті. Спостерігається зсув по фазі, який також залежить від висоти (глибини). Істотний вплив на амплітуду добового ходу температури поверхні ґрунту і разом з цим повітря і ґрунту чинить вологість ґрунту. Перехід від сухого ґрунту, випаровування якого близько до нуля, до дуже зволоженого ґрунту пов'язаний із заміною  $c_p$  на  $c_p^*$ , яка при температурі  $20^\circ \text{C}$ , наприклад, більше, ніж у 3 рази перевищує  $c_p$ . Завдяки цьому, амплітуда коливань температури вологого ґрунту при рівних інших умовах зменшується більше, ніж у три рази в порівнянні з сухим ґрунтом. Фізично це пояснюється тим, що в час найбільшого нагрівання поверхні ґрунту випаровування досягає максимуму. Великі витрати прихованої теплоти при цьому приводять до істинного охолодження поверхні ґрунту.

Із рівняння (6.76) видно, що на поверхні ґрунту максимум температури відбувається через 1,5 години після максимуму радіаційного балансу.

### **6.3 Добовий та річний хід температури повітря у граничному шарі атмосфери**

У розділі, де вивчалася структура атмосфери, було сформульовано визначення граничного шару атмосфери. Під граничним шаром розуміють шар атмосфери, примикаючий до земної поверхні, в якому проявляється добовий хід метеорологічних величин (температури, швидкості вітру, характеристик вологості тощо), обумовлений турбулентним обміном.

Як показують метеорологічні спостереження, граничний шар характеризується важливими властивостями [1-3, 10-13].

а) Мінімум температури земної поверхні настає незадовго до сходу Сонця. Після сходу Сонця швидко зростає температура земної поверхні. Завдяки турбулентному обміну та радіаційному потоку тепло від земної поверхні передається повітрю й його температура починає зростати, але з деяким запізненням. Запізнення тим більше, чим більша висота над земною поверхнею. Максимум температури повітря на висоті 2 м настає о 13-14 годині. Після цього часу температура починає зменшуватися

спочатку повільно, потім після 16-17 години швидко до заходу Сонця. Після заходу продовжується повільне падіння температури.

б) Добовий хід температури виявляється до висоти 1-1,5 км. Максимум температури на цій висоті настає між 14 та 15-ю годинами. Амплітуда добового ходу зменшується з висотою.

в) Добовий хід температури виявляється в більшій мірі влітку, ніж зимою завдяки більш інтенсивному турбулентному обміну. Амплітуда добового ходу температури влітку у 2 рази більша за амплітуду температури взимку.

г) Добові коливання виникають не тільки у температури повітря а й у її вертикального градієнта. Влітку він від'ємний в ранкові й денні часи й додатний – у вечірні та нічні часи у шарі до 200 м. Вище 200 м вертикальний градієнт температури від'ємний протягом усієї доби. Зимою від'ємний вертикальний градієнт температури виявляється тільки вдень у шарі 0-50 м.

Перелічені властивості одержані на основі осереднених даних. В окремих випадках розподіли вертикальних градієнтів температури бувають цілковито різними. Проте осереднені дані дають загальні закономірності розподілу температури повітря у граничному шарі.

Проаналізуємо добові коливання температури повітря, використовуючи рівняння (6.72)-(6.73). При умові  $z = \xi = 0$  маємо

$$\tau(0,t) = \vartheta(0,t) \frac{R_1}{\sqrt{\frac{\omega}{2} (c_p^* \rho \sqrt{k} + c_\Gamma \rho_\Gamma \sqrt{k_m})}} \cos(\omega t - \varphi). \quad (6.77)$$

Визначимо

$$\frac{R_1}{\sqrt{\frac{\omega}{2} (c_p^* \rho \sqrt{k} + c_\Gamma \rho_\Gamma \sqrt{k_m})}} = A_0. \quad (6.78)$$

Тоді

$$\tau(0,t) = \vartheta(0,t) A_0 \cos(\omega t - \varphi), \quad (6.79)$$

де

$A_0$  - амплітуда коливань температури земної поверхні.

Ураховуючи рівняння (6.78), рівняння (6.72) можна записати таким чином:

$$\tau(z,t) = A \cos \left( \omega t - \varphi - \sqrt{\frac{\omega}{2k}} z \right), \quad (6.80)$$

де

$$A = A_0 \exp \left[ -\sqrt{\frac{\omega}{2k}} z \right] \quad (6.81)$$

амплітуда коливань температури протягом доби.

Як свідчать рівняння (6.80) та (6.81), добові коливання температури мають періодичний характер. Амплітуда добових коливань залежить від інтенсивності турбулентних рухів, які відображає коефіцієнт турбулентності. При інтенсивному розвитку турбулентності, тобто, коли велике значення має коефіцієнт турбулентності  $k$ , амплітуда добових коливань зменшується повільніше ніж при слабкій турбулентності.

Із формули (6.81) видно, що  $\sqrt{\frac{k}{\omega}}$  має сенс висоти, на якій початкова амплітуда зменшується в  $e$  разів. Ця висота залежить від значення коефіцієнта турбулентності, тобто від інтенсивності турбулентних рухів у граничному шарі атмосфери. Наприклад, якщо  $k = 8 \text{ м}^2/\text{с}$ , то зменшення амплітуди коливання температури в  $e$  разів відбувається на висоті 480 м, при  $k = 50 \text{ м}^2/\text{с}$  - на висоті 1,2 км, при  $k = 0,5 \text{ м}^2/\text{с}$  - на висоті 120 м. Порівняння цих результатів показує, що висоти та коефіцієнти турбулентності знаходяться у такому співвідношенні

$$z_2 : z_1 = \sqrt{k_2} : \sqrt{k_1}.$$

Таким же чином можна розрахувати висоту, на якій

$$A(z) = 0,01A_0,$$

тобто

$$\exp \left( -\sqrt{\frac{\omega}{2k}} H \right) = 0,01$$

при різних значеннях коефіцієнта турбулентності. Якщо припустити, що  $A_0 = 10^0 \text{ C}$ , то  $A = 0,1^0 \text{ C}$ , тобто дорівнює точності вимірювання температури повітря. Тому можна вважати, що на цій висоті вже не простежуються добові коливання температури і цю висоту розглядати як верхню границю граничного шару атмосфери. Нижче містяться значення цих висот при різних коефіцієнтах турбулентності

$k \text{ м}^2/\text{с}$	0,1	1,0	5,0	10	50	100	2000
$H, \text{ м}$	240	761	1702	2408	5382	7613	10768

Ці дані свідчать про те, що при найбільш властивих для граничного шару значеннях коефіцієнта турбулентності ( $k = 1...5 \text{ м}^2/\text{с}$ ) граничний шар має

товщину 1,0 – 1,5 км. Проте, коли в атмосфері турбулентність дуже інтенсивна ( $k \approx 100-200 \text{ м}^2/\text{с}$ ), добові коливання температури розповсюджуються практично на всю тропосферу. Такі великі значення коефіцієнта турбулентності в атмосфері можуть спостерігатися при добре розвинених конвективних процесах, з якими зв'язаний розвиток могутньо-купчастих та купчасто-дошових хмар.

Рівняння, які приводяться вище, характеризують і річний хід температури повітря при умові, що  $\omega = 2\pi/\Pi$ , де  $\Pi = 365,25$  діб. Розрахунки, які проведені по формулі (6.86), показують, що амплітуда добових та річних коливань температури зменшується в одне і те ж число разів на таких висотах  $z_g$  і  $z_p$ , співвідношення яких дорівнює

$$z_p : z_g = \sqrt{\Pi} : \sqrt{T}, \text{ де } T = 1 \text{ доба.}$$

Таким чином, при таких же значеннях коефіцієнта турбулентності годові коливання температури розповсюджуються в атмосфері на висоти у 19 разів більш, ніж висоти, де мають місце добові коливання температури повітря, тобто вони спостерігаються у границях всієї тропосфери та стратосфери.

Від висоти залежить й зсув по фазі добових коливань температури. Він збільшується при збільшенні висоти. Характер цього процесу залежить від інтенсивності турбулентного обміну. При збільшенні коефіцієнта турбулентності зсув по фазі зменшується.

При розгляданні швидкості розповсюдження добових коливань температури в атмосфері можна використати формулу (6.80). Нехай температура земної поверхні ( $z = 0$ ) досягає максимуму у момент часу  $t_0$ , а на деякій висоті  $z$  - у момент часу  $t_1$ . Тоді із (6.80) маємо

$$\omega t_0 - \varphi = 0; \quad \omega t_1 - \varphi - \sqrt{\frac{\omega}{2k}} z = 0. \quad (6.82)$$

Із формул (6.82) можна виключити початкову фазу  $\varphi$ , яка характеризує зсув по фазі максимуму радіаційного балансу. Для цього віднімемо із другої рівності (6.82) першу.

Одержимо

$$t - t_0 = \frac{z}{\sqrt{2\omega k}}. \quad (6.83)$$

Розрахунки показують, що максимум добового коливання температури досягне висоти 100 м при коефіцієнті турбулентності  $k = 0,5 \text{ м}^2/\text{с}$  через 3,3 години, при  $k = 8 \text{ м}^2/\text{с}$  - через 50 хвилин, а при  $k = 50 \text{ м}^2/\text{с}$  - через 20 хвилин. Запізнювання річних коливань температури у 19 разів більше ніж добових.

#### 6.4 Добовий та річний хід температури ґрунту

Перш за все, розглянемо температуру поверхні ґрунту. Як вже відзначалось, коли йдеться про поверхню ґрунту, то мають на увазі поверхневий шар ґрунту певної товщини, що складає так звану діяльну поверхню, яка безпосередньо поглинає променеві потоки енергії, віддає тепло в атмосферу та углиб ґрунту. Вимірювання температури цього шару – це важка задача навіть у простому випадку, коли діяльна поверхня – рівна, позбавлена рослинності поверхня ґрунту [1-3, 12, 13]. Однак, уявлення про особливості добового ходу температури поверхні ґрунту можна одержати, аналізу, чи рівняння (6.76), яке можна записати за допомогою двох очевидних співвідношень

$$\vartheta_0(0,t) = A_0 \cos(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{4}), \quad (6.84)$$

$$A_0 = \frac{R_1}{\sqrt{\omega/2}(c_p \rho \sqrt{k} + c_T \rho_T \sqrt{k_m})}. \quad (6.85)$$

Як виходить із формули (6.85), амплітуда коливань температури поверхні ґрунту прямо пропорційна амплітуда радіаційного балансу і обернено пропорційна інтенсивності турбулентності, температурним та вологісний характеристикам приземного шару атмосфери, властивостям ґрунту. Вона тим менша чим більше коефіцієнт турбулентності та чим більш значення має об'ємна теплоємність  $c_p$  і коефіцієнт теплопровідності  $k_m$  ґрунту (наприклад, чим більше його вологість).

У добовому ході температури поверхні ґрунту, як свідчить формула (6.84), максимум її спостерігається в умовах максимальної інсоляції через 1,5 години після полудня, а мінімум – перед сходом Сонця.

Якщо врахувати формулу (6.85), то рівняння, яке характеризує розповсюдження теплових хвиль у глибину ґрунту, може бути записано таким чином:

$$\vartheta(\xi,t) = A_T \cos(\omega t - \varphi - \sqrt{\frac{\omega}{2k_m}}\xi - \frac{\pi}{8}), \quad (6.86)$$

де

$$A_T = A_0 \exp(-\sqrt{\frac{\omega}{2k_m}}\xi). \quad (6.87)$$

Таким чином, амплітуда коливань температури у добовому ході зменшується з глибиною. З формули (6.87) видно, що швидкість зменшення амплітуди коливань температури ґрунту з глибиною залежить



від мінерального складу та вологості ґрунту. Саме від цих характеристик і залежить коефіцієнт температуропровідності ґрунту  $k_m$ . Розрахунки показують, що у сухому ґрунті ( $k_m = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ ) амплітуда коливань температури ґрунту зменшується у  $e$  разів на глибині 6,6 см, в ґрунті середньої вологості ( $k_m = 4,3^{-3} \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ ) - на глибині 10,9 см, при великій вологості ґрунту ( $k_m = 6,0 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ ) - на глибині 12,8 см. Формула (6.87) дає можливість провести оцінку глибин, на які можуть розповсюджуватись теплові хвилі при різних умовах. Для цього знайдемо глибину  $\xi$ , на якій при різній вологості ґрунту  $A/A_0 = 0,1K$ , що відповідає точності вимірювань температури ґрунту. Як показують розрахунки, у сухому ґрунті при умовах максимуму радіаційного балансу ця глибина дорівнює 15,3 см, у ґрунті помірної вологості – 25 см, у дуже вологому ґрунті – 30 см.

Від властивостей ґрунту залежить і зсув по фазі добових коливань його температури на одній і тій же глибині. Наприклад, на глибині 10 см зсув по фазі максимуму температури відносного часу спостереження його на поверхні ґрунту досягає 5,7 години у сухому ґрунті, 3,5 години – у ґрунті помірної вологості, та 3,1 години – у дуже вологому ґрунті. Ці результати, що одержані на основі теоретичної моделі, добре узгоджуються з даними спостережень.

Як вже відзначалось, значення амплітуди та глибини проникнення коливань температури дуже залежить від властивостей ґрунту. У середньому глибина проникнення добових коливань температури ґрунту в залежності від його властивостей та географічних умов змінюється від 35 до 100 см. Запізнення у виниканні максимальних та мінімальних значень у середньому дорівнює 2-3 години на кожні 10 см глибини.

Річні коливання температури поверхні ґрунту залежить від широти. В помірних та високих широтах максимуму у річному ході температури поверхні ґрунту спостерігається у липні або серпні, мінімум – у січні або лютому. У тропічній зоні річний хід більш складний, оскільки великий вплив чинить хмарність. Спостереження показують, що ґрунт у середньому тепліше від повітря на декілька десятків градуса. Як і для добових коливань, амплітуда річного ходу зменшується з глибиною, але значно менше. За теорією глибина проникнення коливань, як було показано, повинна бути в 19 разів більшою ніж добових коливань. Але насправді вона значно більша. У високих широтах річні коливання температури досягають глибини 5-10 м, у середніх та низьких широтах – 8-24 м, іноді – 30 м. У середньому, зсув по фазі річних коливань дорівнює 20-30 діб на кожний метр глибини.

Температура поверхні оголеного ґрунту влітку може мати великі значення. У тропіках, наприклад, відзначалась температура  $82^{\circ}\text{C}$ , у Середній Азії –  $79^{\circ}\text{C}$ . Взимку, коли велике значення має випромінювання, ґрунт під рослинністю має більш високу температуру, ніж ґрунт оголений. Проте, взимку головну роль грає сніговий покрив. По-перше, він має велике альbedo, тобто інтенсивно відбиває сонячну радіацію. По-друге, сніг випромінює теплову інфрачервону радіацію як абсолютно чорне тіло. Ці причини приводять до того, що радіаційний баланс снігу від'ємний. Тому, завдяки радіаційним втратам тепла снігова поверхня дуже охолоджується. Але сніг має малу теплопровідність, і температура всередині збільшується з глибиною. Це приводить до того, що температура поверхні ґрунту під снігом завжди більша ніж поверхні ґрунту, не покритого снігом. Сніг зберігає ґрунт від глибокого промерзання, а добові коливання температури у ньому можуть досягати лише 20-30 см. Навесні, у протилежність зимі, завдяки снігу відбувається охолодження ґрунту, тому що тепло, яке приходить до поверхні снігу, витрачається на танення та випромінювання. Отже температура поверхні снігу вдень тримається біля  $0^{\circ}\text{C}$ , тоді коли поверхня оголеного ґрунту має більш високу температуру.

У лісному масиві формується два діяльних шари. Перший із них міститься у кронах дерев, другий – у ґрунті. Якщо ліс густий і висота дерев досягає 20-30 м, то до поверхні ґрунту доходить всього 2-7% сонячної радіації, яка приходить на верхню границю лісу. Це явище чинить великий вплив на формування вертикальних профілів температури в середині лісового масиву, характер якого залежить від густини та висоти розташування зеленої маси.

## **6.5 Особливості теплообміну атмосфери з поверхнею води**

Переважна частина водяної поверхні належить океанам. Тому особливості взаємодії атмосфери і поверхні води будемо розглядати на прикладі взаємодії атмосфери з океаном [1].

Розповсюдження тепла в океані суттєво відрізняється від теплообміну у ґрунті. Ці відмінності обумовлені, перш за все, великою теплопровідністю води, особливо у верхньому її шарі товщиною 50-100 м, яка майже у два рази більша за теплопровідність у ґрунті, великою об'ємною теплопровідністю, проникненням сонячної радіації до значно більших глибин. Завдяки переліченим причинам, виникають більш складні порівняно з молекулярною теплопровідністю фізичні механізми теплообміну. Тепловміст води у шарі товщиною  $\xi$  обумовлюється радіаційним балансом, турбулентним потоком тепла, витратами тепла на

випаровування. Крім того, теплообмін відбувається під впливом упорядкованих вертикальних рухів води та молекулярного потоку тепла. Ще одним важливим фактором, що впливає на тепловміст, виявляється горизонтальний теплообмін, обумовлений адвекцією тепла океанічними течіями та турбулентними вихорами мезомасштабу. Всі ці механізми теплообміну мають суттєве значення за винятком молекулярного теплообміну.

Верхній шар океану за рахунок динамічного та теплового впливу атмосфери завжди знаходяться у турбулізованому стані. Найбільш інтенсивний приплив енергії турбулентності випадає на три ділянки спектра масштабів рухів в океані: великомасштабний, мезомасштабний і дрібномасштабний. В перших двох ділянках спектру вплив атмосфери відбувається безпосередньо у формі додаткового припливу енергії до крупних вихорів з квазівертикальною віссю. У дрібномасштабній ділянці спектра спостерігається добре виявлений вплив вітру, який приводить до вертикального перемішування верхнього шару океану.

Великий турбулізуючий вплив чинять вітрові хвилі. Флуктуаційна складова поля швидкості відзначається збуреннями, обумовленими орбітальним рухом часток рідини та чисто турбулентними неупорядкованими пульсаціями. Внесок перших з них швидко зменшується з глибиною і практично стає рівним нулю на глибині 5-6 м. Таким чином, найбільше значення має дрібномасштабна турбулентність, яка виникає у дрейфовому русі поверхневих океанічних вод за рахунок передачі енергії вітру.

Атмосфера впливає на інтенсивність турбулентного перемішування океану не тільки шляхом передачі механічної енергії руху повітряних часток, але і за допомогою тепло – й вологообміну, для яких виявляється у формуванні певної стратифікації вод у поверхневому шарі океану. Турбулентні вихорі у стійко стратифікованому шарі дисипуються. Нестійка стратифікація, навпаки, збільшує інтенсивність турбулентного перемішування, яке при певних умовах може перейти у конвекцію.

Конвективні рухи в океані, як і в атмосфері виникають при нестійкій стратифікації густини. Вони мають чарункову структуру циркуляції з низхідними рухами в центрі чарунки й з висхідними на її периферії. При збільшенні товщини шару конвекції й різниці температури на її границях збільшується інтенсивність турбулентності, яка спотворює конвективні чарунки, що можуть перетворюватись у невпорядковану сукупність нестационарних струменів різної довжини, а також тонких шарів, що опускаються.

Під дією конвективного і турбулентного теплообміну відбувається вирівнювання температури й солоності у поверхневому шарі води, який називається квазіоднорідний шаром. Нижче цього шару температура води з глибиною швидко змінюється. Шар з різким змінюванням температури

називається шаром сезонного термокліну. Найбільш виразно термокліни виявляються в період з липня по жовтень. У цей час товщина квазіоднорідного шару невелика й досягає 50 м. Із зростанням інтенсивності конвективних рухів та турбулентного перемішування у період з грудня по березень товщина квазіоднорідного шару зростає до 100-150 м, а сезонний термокліни стає менш виразним.

Розподілення температури з глибиною у сезонному термокліні може бути визначено такою формулою:

$$T(\xi, t) = T_0 - (T_0 - T_H) \left( \frac{8}{3} \eta - 2\eta^2 + \frac{1}{3} \eta^4 \right), \quad (6.88)$$

де  $\eta = \frac{\xi - h(t)}{H - h(t)}$ ,  $T_0(t)$  - температура поверхні води (вона дорівнює температурі квазіоднорідного шару);  $T_H$  - температура на глибині  $H$  - нижній границі діяльного шару;  $h$  - товщина квазіоднорідного шару. На більшій глибині температура води повільно зменшується з глибиною, наближаючись до постійної на протязі року температури 2-4<sup>0</sup> С на глибинах, нижче 300 м.

Розв'язання рівнянь (6.35) – (6.36) з граничною умовою (6.26) приводить до формули, що визначає амплітуду добових коливань температури на границі вода – повітря у такій формі:

$$A_\theta(0) = \frac{R_1}{\sqrt{\omega} (c_p^* \rho \sqrt{k} + c_\theta \rho_\theta \sqrt{k_\theta})} \left( \frac{1 + \theta - \sqrt{2\theta}}{1 + \theta^2} \right)^{1/2}. \quad (6.89)$$

В ній  $k_\theta$  - коефіцієнт турбулентної температуропровідності води,  $\theta = \left( \frac{\omega}{\alpha^2 k_\theta} \right)^{1/2}$ ,  $\alpha$  - параметр, що характеризує швидкість зменшування радіаційного балансу з глибиною у воді.

Ця формула показує, що амплітуда добових коливань температури поверхні води зменшується в порівнянні з амплітудою добових коливань температури поверхні ґрунту. Зменшення амплітуди відбувається за рахунок таких ефектів: збільшення температуропровідності й теплоємності, випаровування води ( $c_p^*$  більше ніж в 3 рази перевищує  $c_p$ ), поглинення сонячної радіації у воді. Вплив останнього фактора міститься в останньому множнику, який може приймати значення від 0,5 до 0,1. За рахунок перелічених факторів амплітуда добових коливань температури близько від поверхні води в 10-100 разів менша порівняно з амплітудою добових коливань температури поверхні ґрунту. Наприклад, амплітуда добових коливань температури повітря над океанами дорівнює у

середньому  $0,5^{\circ}\text{C}$  у тропічній й  $0,1-0,2^{\circ}\text{C}$  у помірній зоні. На суші ці коливання температури досягають  $15-20^{\circ}\text{C}$  й більше.

Як уже відзначалося, максимум температури повітря над сушею припадає на 13 годину місцевого часу, а мінімум – перед сходом Сонця. Над поверхнею води максимум і мінімум температури повітря відбувається на 2-3 години пізніше.

Амплітуда річного коливання температури повітря над океанами дорівнює  $2-4^{\circ}\text{C}$  у тропічних широтах і  $5-10^{\circ}\text{C}$  у помірній зоні. На суші вона досягає  $30-40^{\circ}\text{C}$  і навіть більше. У водоймищах коливання температури поширюються в порівнянні з сушею до значно більших глибин. Помітні річні коливання температури води в  $2-3^{\circ}\text{C}$  можуть спостерігатись на глибині декількох сотень метрів.

Великий вплив на теплообмін між атмосферою та океаном у полярних зонах чинять льодові поля. Щоб урахувати його, в рівнянні теплового балансу треба включити член, що характеризує тепло кристалізації (чи танення). Влітку приховане та явне тепло над відкритою поверхнею води і льодом не дуже відрізняються. Взимку, завдяки тому, що вертикальні градієнти температури повітря поблизу поверхні відкритої води значно більші ніж над льодом, потоки тепла у атмосферу від води на порядок перевищують потоки тепла від поверхні льоду.

Лід чинить вплив і на теплообмін у океані. При наявності полів льоду на поверхні океану потік тепла в океані завжди має напрямок з глибини до льоду. Тому він разом із теплом кристалізації підвищує температуру повітря. У холодну пору року, як показують розрахунки, потоки тепла кристалізації та потоки тепла до льоду з нижче розташованих шарів океану підвищують температуру повітря за добу на  $3-4^{\circ}\text{C}$  над тонким льодом і на  $1-2^{\circ}\text{C}$  над паковим [1].

#### Питання для самоконтролю

1. Який основний механізм передачі тепла в ґрунті?
2. Який знак і напрямок має потік тепла в ґрунті, якщо температура ґрунту збільшується (зменшується) з глибиною?
3. Як змінюється теплопровідність ґрунту при зміні пористості і вологості ґрунту?
4. Надайте характеристику теплового балансу земної поверхні.
5. Надайте характеристику основних законів температурних коливань в ґрунті і атмосфері.
6. Назвіть основні механізми розповсюдження тепла в океані.

## ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Школьный С. П. Физика атмосферы: учебник. Одеса: ОГМІ, 1997. 698 с.
2. Метеорологія і кліматологія / під ред. Степаненка С. М. Одеса, 2008. 533 с.
3. Борисова С. В., Катеруша Г. П. Метеорологія і кліматологія: конспект лекцій. Одеса: «Екологія», 2008. 152 с.
4. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. Ленинград: Гидрометеиздат, 1978. Т.1 247 с., Т.2 319 с.
5. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Ленинград: Гидрометеиздат, 1984. 751 с.
6. Голицын Г. С. Исследования конвекции с геофизическими приложениями и аналогиями. Ленинград: Гидрометеиздат, 1980. 156 с.
7. Ку-Нан-Лиоу. Основы радиационных процессов в атмосфере / пер. с англ.; под ред. К. Я. Кондратьева. Ленинград: Гидрометеиздат, 1984. 376 с.
8. Климатология / Дроздов О. А. и др. Ленинград: Гидрометеиздат, 1989. 568 с.
9. Монин А. С. Введение в теорию климата. Ленинград: Гидрометеиздат, 1982. 244 с.
10. Бызова Н. Л., Иванов В. Н., Гаргер Е. К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Ленинград: Гидрометеиздат, 1989. 263 с.
11. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. Ленинград: Гидрометеиздат, 1979. 279 с.
12. Задачник по общей метеорологии / под ред. Морачевского В. Т. Ленинград: Гидрометеиздат, 1984. 311 с.
13. Волошина Ж. В., Волошина О. В. «Фізика атмосфери (задачі і вправи)». Київ: КНТ, 2007. 252 с.

Навчальне електронне видання

НЕДОСТРЕЛОВА Лариса Василівна

**ФІЗИКА ГЕОСФЕР ЗЕМЛІ: ҐРУНТІВ, АТМОСФЕРИ І ГІДРОСФЕРИ.**

ЧАСТИНА II

**ОСОБЛИВОСТІ ВЗАЄМОДІЇ АТМОСФЕРИ З ДІЯЛЬНИМ ШАРОМ ЗЕМНОЇ  
ПОВЕРХНІ**

Конспект лекцій

**Видавець і виготовлювач**

Одеський державний екологічний університет

вул. Львівська, 15, м. Одеса, 65016

тел./факс: (0482) 32-67-35

E-mail: [info@odeku.edu.ua](mailto:info@odeku.edu.ua)

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи

ДК № 5242 від 08.11.2016