МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Одеський державний екологічний університет

МЕТЕОРОЛОГІЯ, КЛІМАТОЛОГІЯ ТА ГІДРОЛОГІЯ

МІЖВІДОМЧИЙ НАУКОВИЙ ЗБІРНИК УКРАЇНИ

Заснований у 1965 р.

ВИПУСК 49

Київ
КНТ
2005

УДК 551.5+556

Рекомендовано до друку Вченою радою
Одеського державного екологічного університету
Протокол № 4 від 28 квітня 2005 р.

Метеорологія, кліматологія та гідрологія:

Міжвід. наук. збірник України / Голов. Ред. С. М. Степаненко. – Київ: КНТ, 2005. – Вип. 49. – 580 с.

В збірнику представлені статті, присвячені науковим проблемам метеорології, агрометеорології, гідрології суші, океанології та охороні навколишнього середовища.

Для наукових працівників, зайнятих у сфері гідрометеорології та екології, а також студентів, аспірантів, докторантів гідрометеорологічних інститутів і географічних факультетів університетів, спеціалістів проектних організацій.

Адреса редакційної колегії: 65016, м. Одеса, вул. Львівська, 15;
Одеський державний екологічний університет, тел.32-67-63

Реєстраційне свідоцтво № 05591690 від 23.04.94 р.

ISBN 966-373-016-1

УДК 551.510.001.57

В.М. Волощук, д-р ф.-м.н.,
О.Я. Скриник,
Український науково-дослідний гідрометеорологічний інститут
Степаненко С.М., д-р ф.-м.н.
Одеський державний екологічний університет

Двохпараметрична параметризація вертикальної турбулентної дифузії газо-аерозольних домішок у граничному шарі атмосфери

Для уточнення результатів математичного моделювання турбулентної дифузії газо-аерозольних домішок в граничному шарі атмосфери запропонована та обґрунтована двохпараметрична параметризація вертикального турбулентного розсіювання на основі рівняння Фоккера-Планка (дифузія в фазовому просторі). Проведений аналіз декілька конкретних ситуацій, для яких двохпараметрична параметризація дає більш адекватні результати, ніж традиційна напівемпирична К-теорія.

Вступ. Як правило, при вирішенні задач прикладної метеорології по перенесенню та розсіюванню газо-аерозольних домішок у атмосфері для параметризації турбулентної дифузії використовують так зване *градієнтне* наближення, яке лежить в основі широко відомої напівемпіричної *К*-теорії. Давно відомі суттєві умови обмеження *К*-теорії:

- просторові масштаби характерних неоднорідностей фізичних величин, осереднених по статистичному ансамблю різних турбулентних реалізацій, не повинні перевищувати характерний масштаб турбулентних молів;
- середня тривалість „життя” турбулентних молів (лагранжевий масштаб турбулентності) повинна бути значно менша від характерного часу еволюції осереднених фізичних величин.

В градієнтному наближенні основним параметром, який характеризує інтенсивність турбулентної дифузії, є коефіцієнт дифузії **K** (в загальному випадку − тензор). Звичайно, тензор-параметр **K** для просторово неоднорідної та нестаціонарної турбулентності повинен залежати і від просторових координат **r**, і від часу *t*. В загальному випадку ця залежність досить складна. Для її визначення широко використовують теорію подібності Колмогорова для стаціонарної та ізотропної турбулентності та результати розрахунків турбулентної кінетичної енергії і інтенсивності її дисипації за математичними моделями, побудованими на основі так званої $\varepsilon - b$ теорії. Узагальнення такого підходу для визначення значень коефіцієнту дифузії **К** в граничному шарі земної атмосфери проведено в [6].

Наведені вище умови обмеження напівемпіричної *К*-теорії якраз і реалізуються в приземному та граничному шарах земної атмосфери, бо просторово-часові масштаби турбулентних флуктуацій атмосферного повітря в цьому випадку, як правило, більші або такого ж порядку, як просторово-часові масштаби газо-аерозольних утворень. Незважаючи на це, при вирішенні прикладних задач по турбулентній дифузії газо-аерозольних домішок в нижній частині земної атмосфери продовжують широко використовувати диференціальні рівняння, які базуються на градієнтному наближенні для параметризації вертикальних турбулентних потоків, причому досить часто коефіцієнти турбулентної дифузії вважаються характеристиками тільки турбулентного стану атмосфери, а тому незалежними ні від фізико-хімічних характеристик домішок (само собою – пасивних та консервативних), ні від часу та просторових координат процесів розсіювання.

Мета проведеного дослідження – з'ясувати наскільки зазначений підхід до моделювання турбулентної дифузії домішок, при якому повністю знехтувані фізичні умови примінимості *К*-теорії, буде приводити до адекватних результатів. На нашу думку, це можна зробити тільки шляхом аналізу результатів математичного моделювання тих же процесів, використавши двохпараметричну параметризацію.

Матеріали, методи та результати дослідження. Основою двохпараметричної параметризації є перехід до розгляду дифузійних процесів в фазовому просторі, тобто моделювання турбулентної дифузії на основі рівняння Фоккера-Планка. Зауважимо, що такий підхід до параметризації турбулентної дифузії не є, в принципі, новим. Вперше ця ідея була висунута ще О.М. Обуховим [4], який для її обґрунтування застосував широко використовувану для вирішення різних задач статистичної механіки теорію "*иерархии времен*" М.М. Боголюбова [1] та гіпотезу Ландау-Колмогорова щодо *каскадного* перенесення кінетичної енергії в турбулентних середовищах. Слід зазначити, що метод двохпараметричної параметризації при моделюванні дифузійних процесів використовувався дуже рідко, оскільки провести дослідження розв'язків відповідних диференціальних рівнянь в фазовому просторі в загальному випадку набагато складніше, ніж зробити стандартний математичний аналіз аналогічних рівнянь дифузії, записаних у символах «звичайного фізичного простору».

Рівняння Фоккера-Планка. Для двомірної турбулентної дифузії газоаерозольних домішок або броунівської дифузії частинок, на рух яких суттєво може впливати їх інерція, рівняння Фоккера-Планка можна записати у наступному вигляді [2, 3, 8]:

$$\frac{\partial\psi}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(u_x+v_x)\psi+\frac{\partial}{\partial z}(u_z+v_z)\psi-$$

$$-\frac{1}{\tau}\frac{\partial}{\partial v_x}v_x\psi-\frac{1}{\tau}\frac{\partial}{\partial v_z}v_z\psi=\frac{1}{\tau}\sigma^2\left(\frac{\partial^2}{\partial {v_x}^2}\psi+\frac{\partial^2}{\partial {v_z}^2}\psi\right), \tag{1}$$

де $\psi=\psi(t,x,z,v_x,v_z)=\psi(t,\mathbf{r},\mathbf{v})$ - унарна функція, $\mathbf{u}(t,\mathbf{r})=\{u_x(t,\mathbf{r}),u_z(t,\mathbf{r})\}$ - поле середнього перенесення, τ - середній час кореляції швидкості аерозольних частинок (у випадку не осідаючих домішок – лагранжевий часовий масштаб турбулентності), σ^2 - параметр, який характеризує кінетичну енергію флуктуаційних рухів аерозолів (середньоквадратична флуктуаційна швидкість).

Зауважимо, що вся інформація про інтенсивність турбулентного розсіювання міститься в двох параметрах τ і σ^2, і якщо розглядається дифузія не осідаючих аерозолів, то ці параметри є, також, характеристиками турбулентного стану середовища і в загальному випадку залежать від часу і просторових координат. Нагадаємо, що в напівемпіричній *K*-теорії використовується тільки одна характеристика процесу розсіювання – коефіцієнт турбулентної дифузії K (в загальному випадку тензор).

Розглянемо деякі конкретні ситуації, для яких можливе використання запропонованого в [3] перетворення рівняння Фоккера-Планка, яке зводить його до напівемпіричного рівняння *K*-теорії із залежними від часу, чи від відстані до джерела коефіцієнтами дифузії.

Дифузія «факелу». Розглянемо найпростіший варіант дифузії факелу, тобто, при стаціонарному стані турбулентності. Крім того, будемо вважати, що середнє перенесення $\mathbf{u} = (u_x, 0)$ і параметри турбулентності σ^2, τ не залежать також і від просторових координат, тобто, вони є сталими величинами.

При зазначених умовах, рівняння (1) значно спрощується, оскільки унарна функція стає незалежною від часу, а дифузією вздовж горизонтальної осі (у напряму середнього перенесення) можна знехтувати, тобто, $v_x = 0$:

$$u_x \frac{\partial}{\partial x}\psi + \frac{\partial}{\partial z} v_z \psi - \frac{1}{\tau}\frac{\partial}{\partial v_z} v_z \psi = \frac{1}{\tau}\sigma^2 \frac{\partial^2}{\partial {v_z}^2}\psi, \tag{2}$$

де $\psi = \psi(x, z, v_z)$. Очевидно, ця функція задовольняє природній умові

$$\psi \to 0, \text{ при } |v_z| \to \infty.$$

Зауважимо, що коли $\psi(x, z, v_z)$ визначена, то концентрація n аерозольних домішок і їх дифузійний потік j, який в даному випадку є скалярною величиною (j - вертикальний турбулентний потік домішок), можуть бути визначені з наступних співвідношень:

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, z, v_z) dv_z, \qquad j = \int_{-\infty}^{\infty} v_z \psi(x, z, v_z) dv_z.$$

Для подальшого спрощення в рівнянні (2) доцільно здійснити перетворення Фур’є по змінній v_z. Введемо позначення:

$$\phi(x, z, \lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\lambda v_z} \psi(x, z, v_z) dv_z,$$

де λ - довільний дійсний параметр ($-\infty \langle \lambda \langle +\infty$).

Використовуючи тривіальні співвідношення

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\lambda v_z} v_z \psi dv_z = i\frac{\partial \phi}{\partial \lambda}, \qquad \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\lambda v_z} \frac{\partial \psi}{\partial v_z} dv_z = i\lambda\phi,$$

з рівняння (2), після нескладних перетворень, отримуємо рівняння для Фур’є-трансформанти (по змінній v_z) функції ψ:

$$u_x \frac{\partial}{\partial x}\phi = -\left(i\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\lambda}{\tau}\right)\frac{\partial \phi}{\partial \lambda} - \frac{1}{\tau}\lambda^2\sigma^2\phi. \tag{3}$$

Здійснимо заміну невідомої функції:

$$\phi(x,z;\lambda)=\Omega(x,z;\lambda)e^{-\lambda^2\sigma^2/2}. \tag{4}$$

Підставляючи вираз (4) в рівняння (3), отримуємо наступне співвідношення для функції Ω:

$$u_x\frac{\partial}{\partial x}\Omega=-i\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial\Omega}{\partial\lambda}-\lambda^2\sigma^2\Omega\right)-\frac{\lambda}{\tau}\frac{\partial\Omega}{\partial\lambda}. \tag{5}$$

Для здійснення подальшого перетворення припустимо, що виконується рівність:

$$\Omega(x,z;\lambda)=F(x;\varsigma)\Big|_{\zeta=z+iK(x)\lambda}, \tag{6}$$

де K - деяка дійсна функція від x.Тоді отримаємо систему рівнянь:

$$\left.\begin{aligned} u_x\frac{\partial F}{\partial x}&=K(x)\frac{\partial^2 F}{\partial\varsigma^2},\\ u_x\frac{d}{dx}K&=-\frac{1}{\tau}K+\sigma.^2 \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Якщо врахувати, що

$$F(x,\varsigma)\Big|_{\lambda=0}=\Omega(x,z;0)=\phi(x,z;0)=\int_{-\infty}^{\infty}\psi(x,z,v_z)dv_z=n(x,z),$$

то, розглянувши перше рівняння (7) при умові $\lambda=0$ будемо мати повний співзбіч з K-рівнянням, тільки в отриманому результаті коефіцієнт дифузії стає залежним від відстані до джерела і визначається другим рівнянням системи (7).

Загальний розв’язок рівняння (7) має вигляд:

$$K(x)=\sigma^2\tau\left(1+const\cdot e^{-\frac{x}{u_x\tau}}\right).$$

Для виділення єдиного розв’язку необхідно визначити невідому сталу величину, задавши “початкову” умову для K. Оскільки фізичний зміст величини K – коефіцієнт вертикальної турбулентної дифузії, то буде правильним задати “початкову” умову в залежності від деякого лінійного вертикального розміру l “початкового” аерозольного утворення: $K(0)=\varphi(l)$. З фізичних міркувань зрозуміло, що функція $\varphi(l)$ повинна задовольняти умовам:

$$\varphi(l) \to 0, \text{ при } l \to 0,$$

$$\varphi(l) \to \sigma^2 \tau, \text{ при } l \to \infty.$$

Тобто, якщо розміри "початкового" утворення дуже малі (коли, наприклад, розглядається точкове джерело), то інтенсивність турбулентного розсіювання домішок в безпосередній близькості від джерела ($x \to 0$) теж буде дуже малою: $K(0) \to 0$. Це означає, що в цьому випадку, "початкова" область забруднень буде переноситись турбулентними вихорами як ціле, а розсіювання буде проходити за рахунок молекулярної дифузії, або турбулентних флуктуацій найменших масштабів.

З іншої сторони, при надзвичайно великих розмірах "початкового" утворення, в турбулентному розсіюванні, з самого початку процесу, будуть приймати участь флуктуації всіх масштабів. Тому "початкове" значення коефіцієнта дифузії можна вважати рівним значенню, прийнятому в традиційній напівемпіричній *K*-теорії.

Зазначеним властивостям, при прийнятих умовах відносно турбулентного стану, задовольняє вираз:

$$\varphi(l) = \sigma^2 \tau \left(1 - e^{-\frac{l}{\sigma\tau}} \right). \tag{8}$$

Тоді для вертикального коефіцієнта вертикальної турбулентної дифузії отримаємо:

$$K(x) = \sigma^2 \tau \left(1 - e^{-\frac{l}{\sigma\tau}} \cdot e^{-\frac{x}{u_x \tau}} \right). \tag{9}$$

З останньої рівності випливає, що при $l \to 0$ (δ -подібне джерело) коефіцієнт дифузії задається виразом:

$$K(x) = \sigma^2 \tau \left(1 - e^{-\frac{x}{u_x \tau}} \right),$$

тобто, залежить від відстані до джерела, і при $x >> u_x \tau$ (коли вертикальні розміри області забруднень набувають великих значень) приймає значення, використовуване в *K*-теорії. При $l \to \infty$ коефіцієнт дифузії відразу набуває сталого значення: $K = \sigma^2 \tau$ і не змінюється в залежності від відстані до джерела.

Зауважимо, що розв’язуючи прикладні задачі дифузії в двохпараметричному наближенні, відповідно до “початкової” умови (8) “початкову” концентрацію домішок теж необхідно задавати з характерним лінійним розміром *l*.

Таким чином, можна виділити, які саме уточнення здійснює двохпараметрична параметризація в порівнянні з напівемпіричною *K*-теорією. Для розглянутої ситуації, запропонований підхід дозволяє описувати дифузійні процеси на проміжках часу співвимірних з τ, тобто, в так званій “ближній” зоні і, крім того, в деякій мірі врахувати відомий факт збільшення коефіцієнта турбулентної дифузії із збільшенням лінійних розмірів області забруднення (ієрархію турбулентних вихорів).

Дифузія «хмари». Розглядаючи турбулентну дифузію хмари забруднень (тобто, дифузію від миттєво діючого джерела) при умові $u_x, \sigma^2, \tau - const$ відносно турбулентного стану, можна перейти до одномірного випадку і розглядати тільки вертикальну дифузію:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + v_z \frac{\partial}{\partial z}\psi - \frac{1}{\tau}\frac{\partial}{\partial v_z} v_z \psi = \frac{1}{\tau}\sigma^2 \frac{\partial^2}{\partial {v_z}^2}\psi, \tag{10}$$

де $\psi = \psi(t, z, v_z)$.

Узагальнення для двомірного (чи навіть тримірного) випадку не викликає великих труднощів.

З формальної математичної точки зору рівняння (10) не відрізняється від розглянутого вище рівняння (2). Тому подальше його перетворення повністю аналогічне розглянутому в попередньому випадку, з тією лиш різницею, що в припущенні (6) величина *K* приймається залежною від часу t. В результаті отримаємо систему рівнянь:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial F}{\partial t} = K(t)\frac{\partial^2 F}{\partial \varsigma^2}, \\ &\frac{d}{dt}K = -\frac{1}{\tau}K + \sigma.^2 \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

Зазначимо, що всі подальші зауваження і висновки повністю аналогічні розглянутим в попередньому випадку. Приведемо лише вираз для коефіцієнта дифузії (розв'язок другого рівняння системи (11)):

$$K(t)=\sigma^2\tau\left(1-e^{-\frac{l}{\sigma\tau}}\cdot e^{-\frac{t}{\tau}}\right)$$

Отже, і випадку дифузії "хмари" ми отримали рівняння дифузії з залежним від часу коефіцієнтом дифузії. При виконанні умови $t>>\tau$ коефіцієнт дифузії набуває стаціонарного значення, яке і розглядається в напівемпіричній *K*-теорії.

Таким чином, в цій задачі ми теж в деякій мірі враховуємо ієрархію вихорів, внаслідок наявності якої відбувається зростання коефіцієнту турбулентної дифузії із збільшенням розмірів області забруднення.

Тепер розглянемо дещо більш загальний випадок: постійно діюче джерело при нестаціонарній турбулентності. Зауважимо, що правомірність нехтування дифузією вздовж осі регулярного перенесення в цьому випадку викликає сумнів, але такий прийом використовують. Тому будемо вважати, що в рівнянні (1) $v_x=0$ і $\psi=\psi(t,x,z,v_z)$.

Припустимо, що поле середнього перенесення домішок – соленоїдальне, тобто:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_z}{\partial z}=0.$$

Крім того, будемо вважати, що поле $\mathbf{u}$ володіє дуже слабкою просторовою неоднорідністю, так що виконується умова $grad(u_i)=const$. В цьому випадку горизонтальну і вертикальну складові середнього перенесення можна представити у вигляді:

$$u_x=ax+b_1,u_z=-az+b_2,$$

де a,b_1,b_2 - довільні константи.

Вважатимемо, що параметр τ є сталою величиною, а σ^2 залежить від часу і координати *x* і задовольняє наступну умову:

$$\frac{\partial\sigma^2}{\partial t}+u_x\frac{\partial\sigma^2}{\partial x}=0.$$

Врахувавши приведені умови і припущення, що $\Omega(x,z,t;\lambda) = F(x,t;\varsigma)\big|_{\varsigma = z + iK\lambda}$, де K - деяка дійсна функція від x і t, отримаємо:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial F}{\partial t} + (ax + b_1)\frac{\partial F}{\partial x} + (-a\zeta + b_2)\frac{\partial F}{\partial \varsigma} = K\frac{\partial^2 F}{\partial \varsigma^2}, \\ &\frac{\partial K}{\partial t} + (ax + b_1)\frac{\partial}{\partial x}K = -\frac{1}{\tau}K + \sigma^2. \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Як і в попередніх випадках, перше рівняння системи (12), розглянуте при $\lambda = 0$, зводиться до напівемпіричного рівняння дифузії. Фізична інформація про поведінку коефіцієнта вертикальної турбулентної дифузії міститься в другому рівнянні (12). Знайдемо його загальний розв'язок.

Якщо використати перетворення наступне незалежних змінних

$$\left.\begin{aligned} &y = t - \frac{1}{a}\ln(ax + b_1), \\ &t' = t, \end{aligned}\right\},$$

де $a > 0, b_1 > 0$, то відповідне рівняння для коефіцієнта дифузії запишеться у вигляді:

$$\frac{\partial}{\partial t'}K = -\frac{1}{\tau}K + \sigma.^2$$

Тоді розв'язок в початкових змінних буде наступним:

$$K(t,x) = e^{-\frac{t}{\tau}}\left[\int \sigma^2(t,x)e^{\frac{t}{\tau}}dt + \varphi\left(t - \frac{1}{a}\ln(ax + b_1)\right)\right], \tag{13}$$

де $\varphi(x)$ - довільна функція. Розв'язок (13) отриманий без врахування додаткових (початкових по t, чи граничних по x) умов.

Висновки. Зауважимо, що в найбільш загальному випадку, для адекватного опису турбулентного розсіювання аерозольних домішок в граничному шарі атмосфери, параметри τ і σ^2 слід вибирати залежними і від часу, і від всіх просторових координат, особливо від вертикальної координати, оскільки в більшості випадків можна припустити стаціонарність і горизонтальну однорідність турбулентності. Слід зазначити, що в цьому разі запропоноване перетворення рівняння Фоккера-Планка на можна використовувати, що, звичайно, є суттєвим обмеженням двохпараметричної параметризації. Все ж таки, запропонований підхід, як було показано, в деякій мірі розв’язує основні проблеми традиційної напівемпіричної *K*-теорії. Для вирішення питання: який підхід дає більш правильний результат (більш правильно описує турбулентну дифузію в граничному шарі атмосфери) необхідно співставити результати моделювання, отримані в рамках обох підходів, з емпіричними даними. Тому необхідне продовження досліджень.

На нашу думку, двохпараметричний підхід повинен давати точніший результат, особливо в “ближній” зоні, оскільки в нього все ж таки менше обмежуючих умов ніж в *K*-теорії.

Слід зазначити, що особливу привабливість двохпараметрична параметризація має при моделюванні дифузії седиментуючих домішок. Відомо, що седиментація впливає не тільки на осідання центру тяжіння хмари чи осі факелу домішок, але і на інтенсивність турбулентного розсіювання. У відповідності з гіпотезою [7], зменшення коефіцієнту турбулентної дифузії осідаючих домішок відбувається внаслідок скорочення часу кореляції швидкості частинок. Якщо позначити час кореляції швидкості осідаючих домішок через величину τ', то як перше наближення можна використовувати формулу [5]:

$$\tau' = \frac{\tau}{1 + \dfrac{u_s}{\sigma}}.$$

Таким чином, при розрахунках дифузії седиментуючих домішок в двохпараметричному наближенні слід замість величини τ використовувати τ', а всі подальші міркування залишаються без змін.

Література

1. *Боголюбов Н.Н.* Проблемы динамической теории в статистической физике. – М.-Л.: Гостехиздат, 1946. -119 с.
2. *Волощук В.М., Седунов Ю.С.* Процессы коагуляции дисперсных систем. –Л.: Гидрометеоиздат, 1975. -320 с.
3. *Волощук В.М., Скрыник О.Я.* Параметризация турбулентной диффузии газо-аэрозольной примеси в атмосфере на основе уравнения Фоккера-Планка // Наук. праці УкрНДГМІ. -2002. -Вип.250. -С. 7-18.

4. *Обухов А.М.* Турбулентность в лагранжевых переменных /В книге «Атмосферная диффузия и загрязнение воздуха» /Под ред. А.С. Монина. -М.: Изд-во ин. литературы, 1962.

5. *Скриник О.Я.* Вплив седиментації аерозольних частинок на коефіцієнт їх вертикальної турбулентної дифузії. Вісник Київського університету. Серія: фіз.-мат. науки.-2004. -№1. -С. 143-150.

6. *Степаненко С.Н.* Динамика турбулентно-циркуляционных и диффузионных процессов в нижней атмосфере над Украиной. –Одесса, Маяк, 1998. -286 с.

7. *Юдин М. И.* Физические представления о диффузии тяжелых частиц //В книге «Атмосферная диффузия и загрязнение воздуха» /Под ред. А.С. Монина. -М.: Изд-во ин. литературы, 1962.

8. *Voloshchuk V.M.* Effect of lagrange - scale turbulence on the pollution intensity of under-surface atmosphere from gas-aerosol source. Annales Geophysicae, 1997, v.15 S, Part II.

Двухпараметрическая параметризация вертикальной турбулентной диффузии газо-аэрозольных примесей в пограничном слое атмосферы

Волощук В.М., Скрыник О.Я., Степаненко С.Н.

Для уточнения результатов математического моделирования турбулентной диффузии газо-аэрозольных примесей в пограничном слое атмосферы предложена и обоснована двухпараметрическая параметризация вертикального турбулентного рассеивания на основе уравнения Фоккера-Планка (диффузия в фазовом пространстве). Проведен анализ некоторых конкретных ситуаций, для которых двухпараметрическая параметризация приводит к более адекватным результатам, чем традиционная полуэмпирическая К-теория.

Two-parametrical parameterization of vertical turbulent diffusion of a gas-aerosol impurity in a boundary layer of an atmosphere

Voloshchuk V.M., Skrynyk O.Ya., Stepanenko S.N.

For specification of results of mathematical modelling turbulent diffusion of gas-aerosol impurity in a boundary layer of an atmosphere two-parametrical parameterization of vertical turbulent dispersion is offered. It is proved on the basis of the equation the Fokkera-Planck (diffusion in phase space). The analysis of some concrete situations for which two-parametrical parameterization is result for more adequate estimations, than traditional semi-empirical K-theory is carried out.

Поступила 25.01.2005

Метеорологія, кліматологія та гідрологія. Вип. 49. Київ: "КНТ", 2005. С.5-14