

УДК 551.551.2

**ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ МЕЗОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ  
ПРОЦЕССОВ В ПРИБРЕЖНОЙ ЗОНЕ ВОДОХРАНИЛИЩА**

Канд. физ.-мат. наук · Б.Б.Бакирбаев  
Канд. техн. наук Ж.Керимкул  
А.Т.Утехожаева

*В статье излагается трехмерная нестационарная миллиметеорологическая модель, предназначенная для исследования деформации микроклимата в прибрежной зоне водохранилища. Модель содержит уравнения импульса, температуры и влажности, дополненная уравнением статики. Для построения разностной схемы применяется метод расщепления по физическим факторам. Приводятся примеры и обсуждается вопрос о численном алгоритме.*

Рост внимания к проведению природоохранных мероприятий выдвигает повышенные требования к точности моделей, предназначенных для расчетов распространения примесей в атмосфере. Известно, что используемые в настоящее время методики расчета распространения примеси и подавляющая часть опубликованных моделей пригодна в основном только для условий термически - однородного рельефа. Однако реально значительное количество крупных энергетических объектов (АЭС, ТЭЦ) размещается на побережье крупных водоемов, где условия рассеяния примеси имеют специфические особенности. Поэтому вполне понятен возникающий интерес к изучению переноса и рассеяния примесей в прибрежных районах.

Специфика метеорологических условий прибрежных районов в основном определяется двумя факторами: наличием бризов в теплое время и возникновением внутреннего пограничного слоя, при пересечении воздушным течением береговой черты [1].

Наличие внутреннего пограничного слоя сильно влияет на распространение примеси, обуславливая явления «задымления».

Особый интерес представляет возможность воздействия искусственного незамерзающего водохранилища на атмосферные процессы.

Необходимо тщательно исследовать мезомасштабные гидродинамические процессы (туманы, гололед), соответствующие таким ситуациям, которые можно характеризовать как жесткое антропогенное возмущение окружающей среды в локальном масштабе. Например, туманы испарения образуют при натекании сильно выхоложенного воздуха суше на замерзшую поверхность искусственного водоема.

Часто такие искусственные водоемы располагаются в горных районах, и при физико-математическом моделировании возникает необходимость учета рельефа местности. Наличие гор или различных орографических неоднородностей приводит к значительному усложнению вычислительных алгоритмов, используемых для решения нелинейных уравнений термогидродинамики.

В данной работе на базе пространственного гидростатического уравнения термогидродинамики рассматриваются изменения микроклимата вокруг искусственного водоема, расположенного в горной местности.

Рассмотрим пространственное уравнение гидротермодинамики атмосферы в обобщенной криволинейной системе координат [2 - 4]:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + A(u') = -\frac{\partial \pi'}{\partial x} - a_1 \frac{\partial \pi'}{\partial z^*} + f v'; \quad (1)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + A(v') = -\frac{\partial \pi'}{\partial y} - a_2 \frac{\partial \pi'}{\partial z^*} - f u'; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \pi'}{\partial z^*} = -a_3 \frac{\partial \pi'}{\partial z^*} + \lambda \vartheta' (1 + 0.61 q'); \quad (3)$$

$$\frac{\partial \vartheta'}{\partial t} + A(\vartheta') + \frac{S}{a_3} (w' - a_1 u' - a_2 v') = \frac{L_w}{C_p} \Phi + Q_R - \Lambda_H \vartheta'; \quad (4)$$

$$\frac{\partial q'}{\partial t} + A(q') + \frac{\gamma}{a_3} (w' - a_1 u' - a_2 v') = -\Phi; \quad (5)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0. \quad (6)$$

Вертикальная координата определяется формулой:

$$z^* = \frac{z - z_k(x, y)}{z_T - z_k(x, y)} z_T, \quad (7)$$

где:  $z_s = z_s(x, y)$  - непрерывная функция, описывающая структуру рельефа местности;  $a_1 = \frac{\partial z_s}{\partial x}$ ;  $a_2 = \frac{\partial z_s}{\partial y}$ ;  $a_3 = \frac{\partial z_s}{\partial z}$ ;

$$K_{z_1} \equiv K_M; K_{z_2} \equiv K_T - \text{коэффициенты турбулентного обмена для импульса скорости и температуры; } t - \text{ время, } u, v, w - \text{ компоненты вектора скорости движения; } g = \left(\frac{P_0}{p}\right)^{\kappa/c_p} T - \text{отклонение потенциальной температуры; } R - \text{универсальная газовая постоянная; } C_p - \text{удельная теплоемкость воздуха; } \pi = \frac{C_p \bar{\theta}}{A \vartheta} T - \text{функция Эксенера; } \bar{\theta} - \text{средняя температура воздуха; } q - \text{удельная влажность; } L_{\text{WV}} - \text{скрытая теплота конденсации; } \Phi - \text{скорость образования жидкой фазы; } f, S, \lambda - \text{параметры Кориолиса, стратификации и конвекций соответственно, } \gamma - \text{фоновый градиент удельной влажности; } k_x, k_y, k_z - \text{горизонтальные и вертикальные коэффициенты турбулентности; } Q_R - \text{радиационный приток тепла. } \Lambda_1 - \text{коэффициент охлаждения Ньютона.}$$

Оператор  $A(\varphi)$  определяется выражением:

$$A(\varphi) \equiv \text{div } \bar{u} \varphi - \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} k_y \frac{\partial \varphi}{\partial y} - a_3^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} k_z \frac{\partial \varphi}{\partial z};$$

$$\varphi = (u', v', w', \vartheta', q').$$

При выводе системы (1) - (6) метеорологические элементы записывались в виде суммы фоновых значений и отклонения от них, вызванных мезо-масштабными возмущениями:

Далее предполагалась, что:

$$\bar{u}(\bar{x}, t) = \bar{U}(z) + \bar{u}'(\bar{x}, t);$$

$$\pi(\bar{x}, t) = \bar{U}(z) + \bar{\pi}'(\bar{x}, t);$$

$$\rho(\bar{x}, t) = \bar{\rho}(z) + \rho'(\bar{x}, t);$$

$$q(\bar{x}, t) = \bar{Q}(z) + \bar{q}'(\bar{x}, t);$$

$$\vartheta'(\bar{x}, t) = \theta(z) + \vartheta'(\bar{x}, t).$$

$$\left| \frac{\vartheta'}{\theta} \right| \ll 1; \quad \left| \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{\pi'}{\bar{\pi}} \right| \ll 1. \quad (8)$$

Фоновые значения удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial z^*} = -\lambda \theta; P = \bar{\rho} R \bar{T}, \frac{d\theta}{dz} = S, \quad (9)$$

Для замыкания системы (1) - (6) относительно вертикального коэффициента турбулентного обмена ( $K_H$ ,  $K_M$ ) использовалось кинетическое уравнение турбулентной энергии [2, 5]:

$$\begin{aligned} \frac{db^2}{dt} = & \left( \frac{z_T}{z_T - z_x} \right)^2 \frac{\partial}{\partial z^*} \left( E_3 b l \frac{\partial b^2}{\partial z^*} \right) + \\ & + 2 \frac{z_T}{z_T - z_x} \left[ -\overline{uw} \frac{\partial u}{\partial z^*} - \overline{vw} \frac{\partial v}{\partial z^*} \right] + 2\beta g \overline{w\theta} - 2 \frac{b^3}{B_1 l}, \end{aligned} \quad (10)$$

где:  $\bar{\theta}$  - средняя по вертикали потенциальная температура;  $\beta$  - коэффициент объемного теплового расширения.

Турбулентные потоки определим:

$$\begin{aligned} (-\overline{uw}, -\overline{vw}) &= \frac{z_T}{z_T - z_x} k_M \left( \frac{\partial u}{\partial z^*}, \frac{\partial v}{\partial z^*} \right); \\ (-\overline{w\theta}) &= \frac{z_T}{z_T - z_x} k_H \frac{\partial \theta}{\partial z^*}. \end{aligned}$$

В работах [2, 5] для вычисления  $k_H$ ,  $k_M$  использовалась гипотеза приближенного подобия Колмогорова, путь смещения турбулентности определяется формулой Кармана, которая приводит к алгоритмическим неудобствам. В данной работе согласно [6, 7], значения  $k_H$ ,  $k_M$  определяется из алгебраических выражений, а путь смещения определяется в зависимости от класса устойчивости в слоях атмосферы:

$$\begin{aligned} k_M = & A_1 l b^3 \left[ (1 - 3C) b^2 + 3A_2 l^2 \{ (B_2 - 3A_2) - 3C(4A_1 + B_2) \} S \right] + \\ & + [b^4 + 6A_1^2 l^2 b^2] \left| \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right|^2 + 3A_1 A_2 l^2 \{ 6A_1^2 l^2 (B_2 - 3A_2) \} \left| \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right|^2 + \quad (11) \\ & + (7 + B_2/A_1) b^2 + 9A_2 l^2 (4A_1 + B_2) S \{ S \}; \end{aligned}$$

$$k_H = A_2 l \left[ b^3 - 6A_1 l \left| \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right|^2 \right] + [b^2 + 3A_2 l^2 (4A_1 + B_2)] \cdot S. \quad (12)$$

Здесь  $b^2 = \frac{u'^2 + v'^2 + w'^2}{2}$  турбулентная энергия,

$l$  - масштаб турбулентности;  $S$  - параметр стратификации;  $A_1, A_2, B_1, B_2, C, E_3$  - эмпирические постоянные ( $A_1, A_2, B_1, B_2, C, E_3$ ) = (1.031, 0.4532, 42.5, 15.1, 0.1922, 1)

Масштаб турбулентности  $l$  определим следующим образом:

- для неустойчивой атмосферы:

$$l = \frac{kz}{B_1} \left\{ \frac{2 \left( 12 + 0.5 \frac{z_1}{L} \right)^{2/3} + 17 \left( 1 + 3 \frac{z_1}{L} \right)^{2/3}}{1 + 0.5 \left| \frac{z}{L} \right|^{2/3}} \right\}^{3/2}, \quad (13)$$

- для неустойчивого переходного слоя:

$$l = \frac{\left( 0.62 + 1.8 \left( \frac{z}{z_1} \right)^{2/3} - 1.65 \left( \frac{z}{z_1} \right)^{2/3} \right)^{3/2}}{B_1 \left( 0.6 \left( \frac{z}{z_1} \right)^{-1/3} - 0.3 \right)}, \quad (14)$$

где  $z_1$  - высота конвективного слоя,  $L = -\frac{u_*^3}{x^3 \lambda T_\infty H}$ ,  $L$  - масштаб длины Монины - Обухова; для устойчивого и нейтрального слоя атмосферы:

$$\frac{1}{l} = \frac{\phi_l}{kz} + \frac{1}{l_0}, \quad \phi_l = 1 + 3.3 \frac{z}{L}; \quad (15)$$

$$l_0 = 0.1 \frac{\int_0^\infty b z dz}{\int_0^\infty b dz}.$$

Коэффициенты горизонтальной турбулентности параметризуются как в работе [3]. Параметризация длинноволновой радиации и микрофизические процессы с образованием тумана и облачности пока не рассматриваются.

Теперь зададим краевые условия для системы (1) - (6). Для скорости на нижней границе ( $z^*=0$ ) области они имеют обычный вид:

$$u = v = w = 0. \quad (16)$$

Для температуры и влажности задается их распределение:

$$\begin{aligned} \mathcal{G}'(x, y, t) \Big|_{z^*=0} &= \mathcal{G}_0'(x, y, t); \\ q'(x, y, t) \Big|_{z^*=0} &= q_0'(x, y, t). \end{aligned} \quad (17)$$

В расчетных формулах энергообмен между атмосферой и подстилающей поверхностью определяются из теплового баланса совместно уравнениями теплопроводности и влагопереноса в почве [2, 3]. На верхней границе области предполагается условие затухания всех метеорологических возмущений:

$$u' = 0, v' = 0, w' = 0, \mathcal{G}' = 0, q' = 0, \pi' = 0. \quad (18)$$

На боковых границах области задавались условия горизонтальной однородности - все производные по  $x$  и  $y$  равны нулю.

Краевые условия для уравнений энергии турбулентной пульсации имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} b^2 &= u_*^2 \left[ 2 \left( 12 - 0.5 \frac{z_1}{L} \right)^{2/3} + 1.7 \left( 1 - 3 \frac{z_1}{L} \right)^{2/3} \right]; L < 0 \\ b^2 &= u_*^2 B_1^{2/3} \left[ \left( 1 + 3.7 \frac{z_1}{L} \right) / \left( 1 + 1.7 \frac{z_1}{L} \right) \right]^{2/3}; L \geq 0 \end{aligned} \right\} \text{ для } z^* = 0; \quad (19)$$

$$\frac{\partial b^2}{\partial z^*} = 0, z^* = z_T,$$

где:  $u_*$  масштаб скорости, определяется следующей формулой:

$$u_*^2 = k_M \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z^*} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z^*} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad z_1 \approx z_q + z_0 + d,$$

где:  $z_0$  - параметр шероховатости.

Интегрирование уравнений всегда начиналось с состояния нулевых возмущений и продолжалось до выхода на периодический режим.

Для решения уравнения (1) - (6) с краевыми условиями по времени применяется метод расщепления по физическим факторам [8]. Следуя [2, 5], решение задачи на шаге  $t_n \leq \Delta t \leq t_{n+1}$  получим как результат последовательного решения двух более простых задач:

1. Система уравнений, описывающих перенос субстанции вдоль траектории и турбулентный обмен.
2. Задача динамического согласования метеорологических полей.

Первый этап с соответствующими начальными и краевыми условиями с помощью метода расщепления [8] сводится к последовательному решению ряда простых задач. Апроксимация выбирается таким образом, чтобы интегральные инварианты исходной дифференциальной постановки сохранились в конечно - разностном виде. Решение первого этапа подобно рассмотрен в работах [2, 4, 5]. На втором этапе решается задача динамического согласования метеорологических полей:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = -\frac{\partial \pi'}{\partial x} - a_1 \frac{\partial \pi'}{\partial z} + f v'; \quad (20)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} = -\frac{\partial \pi'}{\partial y} - a_2 \frac{\partial \pi'}{\partial z^*} + f u'; \quad (21)$$

$$\frac{\partial \pi'}{\partial z^*} = a_3 \frac{\partial \pi'}{\partial z^*} + \lambda \vartheta' (1 + 0.61 q'); \quad (22)$$

$$\frac{\partial \vartheta'}{\partial t} + \frac{3}{a_3} (w - a_1 u' - a_2 v) = 0; \quad (23)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z^*} = 0. \quad (24)$$

С краевыми условиями:

$$\frac{\partial u'}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial v'}{\partial x} = 0 \quad \text{при } x = \pm X; \quad (25)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial v'}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y = \pm Y; \quad (26)$$

$$w' = 0 \quad \text{при } z^* = 0; \quad (27)$$

$$v' = 0, \quad w' = 0 \quad \text{при } z = z_T. \quad (28)$$

Решение первого этапа при  $t=t^{n+1}$  служит начальным условием для задачи динамического согласования метеорологических полей.

Аналогично работам [2, 4], выразим  $u^{n+1}, v^{n+1}, w^{n+1}$  через значения  $u', v', w', \mathcal{G}'$  на предыдущем шаге, а значение  $\pi^{n+1}$  - с помощью (22) - (23). Конечно - разностный аналог уравнения неразрывности запишем в следующем виде:

$$\frac{u_{i-\frac{1}{2},k}^{n+1} - u_{i-\frac{1}{2},k}^{n+1}}{\Delta x_{i-1}} + \frac{v_{i+\frac{1}{2},k}^{n+1} - v_{i-\frac{1}{2},k}^{n+1}}{\Delta y_{i+1}} + \frac{w_{i,k+\frac{1}{2}}^{n+1} - w_{i,k-\frac{1}{2}}^{n+1}}{\Delta z_k} = 0. \quad (29)$$

В разностное уравнение (29) подставим значение  $u^{n+1}, v^{n+1}, w^{n+1}$  из (20) - (23) в итоге получим уравнения Пуассона:

$$-\frac{\partial^2 \pi^{n+1}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \pi^{n+1}}{\partial y^2} - \alpha(\bar{x}) \frac{\partial^2 \pi^{n+1}}{\partial z^2} - a_1 \frac{\partial^2 \pi^{n+1}}{\partial x \partial z} - a_2 \frac{\partial^2 \pi^{n+1}}{\partial x \partial z} = F. \quad (30)$$

Уравнения (30) решаются при следующих краевых условиях:  $\pi' = 0$  при  $z = z^*$ ,  $\pi_{i,j} = \beta_{\Gamma} \pi'$  при  $z^* = 0$  где  $\alpha(\bar{x})$ ,  $a_1(\bar{x})$ ,  $a_2(\bar{x})$  - зависят от функции рельефа.  $F$  - правая часть.

Уравнение (30) перепишем в операторном виде:

$$L^n \pi = F, \quad (31)$$

где:  $L^n = L_1^n + L_2^n + L_3^n + L_{13}^n + L_{23}^n$ .

Непосредственной проверкой устанавливаются следующие свойства операторов:

$$L_a \left( \alpha = \vec{1,3} \right); \\ (L_a \pi', \pi') \geq 0, \quad (32)$$

где скалярное произведение определяются в пространстве сеточных функции выражениями:

$$(\pi', \pi') = \sum_{i,j,k} \pi'_{i,j,k} \pi'_{i,j,k} \Delta x \Delta y \Delta z$$

где.  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  - шаги сеточной области.



Учитывая, что в (30)  $a_1, a_2$  меньше 1, можно показать, что в (32):

$$((L_{13} + L_{23})\pi', \pi') < \left( (L_{xx} + L_{yy} + L_{z^*z^*})\pi', \pi' \right)$$

Следовательно, при численной реализации будем считать, что в (31) операторы  $L_{xx}, L_{yy}, L_{z^*z^*}$  являются главными, а влияние слагаемых  $L_{xz}, L_{yz}$  учитываются как поправки.

Для решения уравнения (31) используется следующая итерационная схема [9]:

$$B \frac{\pi^{m+1} - \pi^m}{\tau_n} = \Delta \pi^m - F^m, \quad (33)$$

где:  $B = (E + \frac{\omega_m}{2} L_{xx})(E + \frac{\omega_m}{2} L_{yy})(E + \frac{\omega_m}{2} L_{z^*z^*})$ ,  $\tau_n, \omega_n$  - итерационные параметры, которые удовлетворяет условию:

$$0 < \frac{\tau_m}{\omega_m} \leq 1. \quad (34)$$

Параметр  $\tau_n$  выбирает из условия минимума квадрата длины вектора невязки:

$$\tau_n = F = L\pi^{(m)},$$

г.е. 
$$\tau_n = \frac{(LB_m^{-1}z_m, z_m)}{(LB_m^{-1}z_m, LB_m^{-1}z_m)}, \quad (35)$$

а параметр  $\omega$  - выбирается из условия (35).

Реализация итерационного процесса (32) сводится к вычислению вектора невязки и к последовательному решению трех точечных уравнений методом прогонки в направлении  $x, y$  и  $z^*$ . На практике описанный итерационный процесс (33) показал хорошую сходимость; для получения удовлетворительного решения достаточно, как правило 4 - 6 итераций; при этом в качестве начального приближения удобно использовать значения сеточной функции  $\pi$  полученные на предыдущем шаге. После определения  $\pi^{n+1}$  искомые функции  $u', \vartheta', q', v'$  определяются из разностных аналогов уравнения (20)-(23). Вертикальная ско-

рость  $w^*(t, \bar{x})$  определяется из продифференцированного уравнения неразрывности по  $z$ . В этом случае уравнение неразрывности можно решать методом факторизации. При этом одновременно используются краевые условия по координате  $z^*$ . Уравнения энергии для турбулентных пульсации с краевыми условиями решаются монотонной схемой с итерационным уточнением.

С помощью описанной модели была проведена серия численных экспериментов по моделированию мезометеорологических процессов, развивающихся в горных местностях под влиянием термической неоднородности.

Размеры области, где выполнялись расчеты, составляли 2.5 км по вертикальному и 50 км по горизонтальному направлению. Эти размеры были выбраны, исходя из условия, что они больше возможных максимальных масштабов локальных атмосферных процессов. Расчетная сетка имела 25 узлов по вертикали и 25 узлов по горизонтальным направлениям. По вертикали сетка была неравномерной, ее шаги возрастали от 10 м из подстилающей поверхности до 200 м верхней части области. На рис.1 показано структура рельефа, расположение водоема 450м. Численные расчеты проводились для летнего времени года. Остальные параметры следующие:  $\Delta t = 90c$ ,  $f = 10^{-4}c^{-1}$ ,  $S = 3 \cdot 10^{-3} \text{град}/m$ ,  $\lambda = 0.035 \text{м}/(c \text{ град})$ ;  $P = 1013 \text{мб}$ ;  $A = 0,3$ ,  $C_p = 0.24 \text{кал}/(g \text{ град})$ ,  $A = 1/10^4 c^{-1}$ ,  $Q = \bar{Q} \exp(-\beta z)$ ;  $\frac{\partial Q}{\partial z} = -\beta Q$ ;  $\bar{Q} = 12g/\text{кг}$ ,  $\beta = 6 \cdot 10^{-5} \text{м}$ ;

$$\theta = \bar{\theta} + S z^*, \quad \bar{\theta} = 295 \text{к}, \quad \Phi = 0, \quad Q_R = 0$$

**Вариант 1.** Рассмотрим вариант, когда фоновые возмущения крупномасштабной циркуляции отсутствуют ( $u_{\phi}$ ,  $v_{\phi}$ ) т.е. мезометеорологический процесс развивается только за счет локальной неоднородности поверхности. С восходом солнца поверхность горы нагревается, и между водой и сушей образуется температурный градиент, стимулирующий локальную циркуляцию типа морского бриза. Надо отметить, что мезопроцесс в своем развитии последовательно проходит несколько стадий. В начале циркуляция воздуха, вызванная термической контрастностью вода - суша, развивается только над линией берега. Затем с повышением температуры суши область, подверженная локальной циркуляции увеличивается. Область восходящих потоков смещается в сторону горы. В момент времени  $t = 15$  температуры у вершины горы достигает своего максимума ( $+25^{\circ}\text{C}$ ), после чего начинает убывать. Несмотря на это, область подверженная локальной циркуляции, продолжает увеличиваться, возмущения распространяются почти на всю область счета. Надо отметить, что на образования бриза влияет горно-долинный ветер. На западном склоне горы долинный ветер усиливает скорость его, на восточном склоне затормаживает потока. В результате

чего примерно над вершиной горы образуются восходящие потоки, где вертикальная скорость ветра и коэффициент турбулентного обмена достигают максимальные значения ( $w=29\text{ см/с}$ ,  $k_H=47\text{ м}^2/\text{с}$ ) (рис.1). В рассматриваемом примере вертикальный масштаб течения существенно выше и впереди фронта бриза наблюдаются конвективные ячейки «бернардовского типа». Надо отметить, адвекция холода по ветру распространяется на десятки километров. За фронтом они подавляются сильным сдвигом ветра.

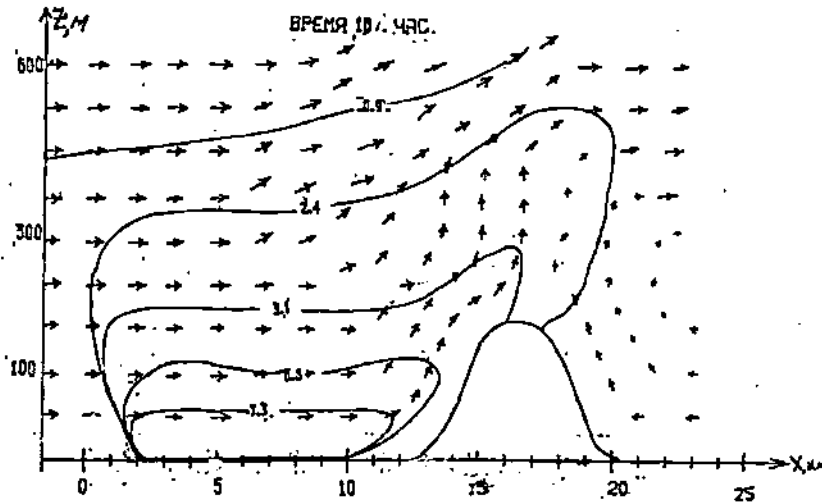


Рис.1. Вектор скорости и изоляции потенциальной температуры

**Вариант 2.** Теперь рассмотрим влияние крупномасштабного потока на развитие мезопроцесса. Фоновый поток зададим формулой:

$$\{U(t) = [3 + 3 \sin \frac{t-12}{12} \pi], V(t) = 0\},$$

где:  $V$ - высота горы  $H=450$  м.

Остальные параметры модели как в первом варианте. Опишем один из фрагментов эксперимента. Ночью, когда суша холоднее чем вода, ветер направлен в сторону водоема. При длительном действии скоростей фоновых ветра за счет энергии потока получается обтекания хребта. у подножия горы образуется восходящие потоки, где коэффициент турбулентности принимает экстремальные значения. На восточном склоне образуется горный ветер, его направление совпадает с фоновым потоком и в результате вектор скорости увеличивается до  $6\text{ м/с}$  (рис.2). Результаты численных экспериментов качественно совпадает с аналогичными работами и удовлетворительно описывают мезопроцес-

сы в пограничном слое атмосферы. Выполненные расчеты показали, что разработанная гидродинамическая модель в неоднородном пограничном слое имеет достаточное пространственное разрешения для выделения характерных для бризов, долинных ветров зон с резко отличающимися характеристиками течения и турбулентности.

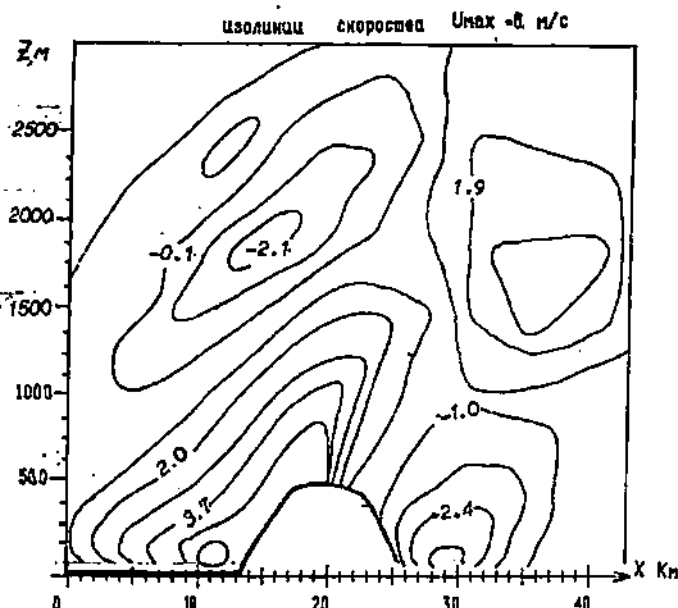


Рис.2. Изолинии  $U$  - компоненты вектора скорости в момент времени  $t$

### Литература

1. Гутман Л.Н. Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов - Л.: Гидрометеоиздат, 1968, с.367.
2. Пененко В.В., Алоян А.Е. Модели и методы в задачах охраны окружающей среды. - М. Наука, 1985, с. 253
3. Pielke R.A. The derivation of a terrain - following coordinate system for use in a hydrostatic model. // J. Atmos. Sci., 1991, v.38, №8, P. 1707 - 1713
4. Бакирбаев Б. Численное моделирование мезометеорологических процессов, развивающихся в горной местности. // В кн.: Системное моделирование экологических процессов. - Новосибирск, 1993, с.101-110.
5. Марчук Г.И. Методы математического моделирования в проблеме окружающей среды. - М. Наука, 1982, с.291
6. Yamada T. Simulations of nocturnal drainage flow by  $q^2$  - 1 turbulence closure model. // J. Atmos. Sci., 1983, v. 40, p. 91 -106.
7. Yamada T. A numerical simulation of nocturnal drainage flow.// J. Meteorol. Soc. Japan, 1981, v. 59, p. 108 -122.

8. Марчук Г. Н. Методы расщепления. - М.: Наука, Гл.ред.физ-мат. Лит., 1988, с. 264
9. Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. -М.:Наука, 1986,с.656.

Таразский государственный университет им.М.Х.Дулати

### СУ ҚОЙМАСЫНЫҢ ЖАҒАЛАУ АУДАНДАРЫНДАҒЫ МЕЗОМЕТЕОРОЛОГИЯЛЫҚ ПРОЦЕСТЕРІНІҢ САНДЫҚ ҮЛГІСІ

Физ-мат.ғыл.канд.	Б.Бакирбаев
Техн.ғыл.канд.	Ж.Керімқұл
	А.Утехожаева

Бұл жұмыста үш өлшемді уақытқа байланысты мезометеорологиялық үлгі қарастырылған. Математикалық үдіспен су қоймасы маңындағы микроклиматтының өзгерісін зерттеуге арналған. Үлгілі импульстің, температураның және ылғалдың сипаттамалы теңдеулері кіреді. Система статикалық теңдеулермен толықтырылған. Турбуленттік энергия теңдеуі вертикальдық турбуленттік коэффициентті анықтауға жол береді. Турбуленттік масштабта атмосфераның орнықтылық класына байланысты анықталады. Мақала мысалдарыменен толықтырылған және кейбір сандық алгоритмдер талқыланған.