

Յ. Ա. ՅՕՐՅԱՆ

МЕСТНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ НАД ГОРНЫМ ВОДОЕМОМ

Под местными ветрами понимают те ветры, которые возникают за счет местных причин — термической неоднородности и искривленности подстилающей поверхности с суточным периодом.

Озеро Севан принадлежит к числу таких водоемов, которые окружены горными массивами. Метеорологический режим таких водоемов является результатом суперпозиции многих явлений как большого, так и малого масштаба. В частности, на ветровой режим таких водоемов, наряду с общециркуляционными процессами большого масштаба, накладываются местные ветры — бризы, горнодолинные ветры, фёны.

В литературе вопросам местной циркуляции посвящено много работ [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 12, 13] и т. д. как по линейной теории, так и по нелинейной.

Вообще при решении задач местной циркуляции рассматривают отдельно бризовую циркуляцию, горно-долинную и т. д. В работе А. М. Мхитаряна [10] рассматривалась чисто бризовая циркуляция, в частности, для озера Севан.

В работах Л. Н. Гутмана [3—5], М. Е. Добрышмана [7, 8], А. С. Моина [9] и др. [2, 11, 12, 13], рассмотрен ряд вопросов по этой проблеме.

§ 1. Постановка и решение задачи

Нашей целью является получение решения задачи о бризовой циркуляции на берегу горного водоема, в частности, для озера Севан.

Решается плоская нестационарная линейная задача в криволинейных координатах. За координатные линии $x = \text{const}$ приняты нормали к линии рельефа, линии $z = \text{const}$ будут их ортогональными траекториями. Таким образом, x — длина дуги линии рельефа, z — расстояние от поверхности рельефа по нормали. Тогда применяя к уравнениям гидротермодинамики упрощение теории конвекции, будем иметь следующую систему дифференциальных уравнений [9]

$$\frac{\partial u}{\partial t} = k \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \lambda \chi \theta - RT \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} - \Gamma \chi u, \quad (1.2)$$

$$RT \frac{\partial p}{\partial z} = \lambda \theta \cos \alpha, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (1.4)$$

Граничные условия имеют вид:

при $z = 0, \quad u = w = 0, \quad \theta = \theta_0(x, t),$
где

$$\theta_0(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} [T_n(x) \cos n\omega t + T'_n(x) \sin n\omega t], \quad (1.5)$$

при $z \rightarrow \infty, \quad u = \theta = p = 0.$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\chi = \sin \alpha(x); \quad \lambda = g\beta; \quad \beta = 1/273, \quad \Gamma = \gamma_a - \gamma,$$

где γ_a — адиабатический вертикальный температурный градиент; γ — вертикальный температурный градиент при равновесном состоянии атмосферы; u, w — компоненты скорости ветра в системе криволинейных координат; θ, p — отклонения температуры и давления от их значений в положении равновесия; k — коэффициент вертикального перемешивания, берется постоянным; $\alpha(x)$ — угол наклона линии рельефа к горизонтальной плоскости.

Решение задачи ищется периодическим, с суточным периодом ω .

Система (1.1)–(1.4) с граничными условиями (1.5) решается приближенно. В первом приближении в уравнении (1.2) опускается член $\Gamma \chi u$, и уравнение теплопроводности решается при граничных условиях (1.5). Полученное решение для $\theta(x, z, t)$ подставляется в уравнение статики (1.3) и находится функция $p(x, z, t)$, которая вставляется в уравнение (1.1).

Таким образом, исключаем функцию $p(x, z, t)$ из (1.1) и после этого уравнения (1.1) и (1.2) решаем совместно при граничных условиях (1.5). Находим решение для $u(x, z, t)$ и $\theta(x, z, t)$, а из уравнения неразрывности (1.4) находим вертикальную скорость — $w(x, z, t)$.

Решение уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (1.2')$$

при граничных условиях (1.5), имеет вид:

$$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\sigma_n z} \left[A_n(x) e^{i(n\omega t - \sigma_n z)} + B_n(x) e^{-i(n\omega t - \sigma_n z)} \right], \quad (1.6)$$

где

$$z_n^2 = \frac{n\omega}{2k}, \quad (1.7)$$

$$A_n(x) = \frac{1}{2} (T_n - iT_n'), \quad B_n(x) = \frac{1}{2} (T_n + iT_n'). \quad (1.8)$$

Из уравнения статики находим

$$p = -\frac{\lambda \cos \alpha}{2RT} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-z_n z}}{\sigma_n} \left[(1-i) A_n e^{i(n\omega t - z_n z)} + (1+i) B_n e^{-i(n\omega t - z_n z)} \right]. \quad (1.9)$$

Исключим $\frac{\partial p}{\partial x}$ из уравнения (1.1) с помощью (1.9). Умножив (1.1) на $c = \left(\frac{\Gamma}{\lambda}\right)^{1/2}$, а уравнение (1.2) — на l и складывая их, для функции $\Phi = cu + l\theta$ получим

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{k} \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{iM}{k} \Phi = -F, \quad (1.10)$$

где

$$F = \frac{\lambda c}{4k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-z_n z}}{\sigma_n} \left[(K_{nx} - iK'_{nx}) e^{i(n\omega t - z_n z)} + (K_{nx} + iK'_{nx}) e^{-i(n\omega t - z_n z)} \right],$$

$$K_{nx} = \frac{\partial}{\partial x} [(T_n - T_n') \cos \alpha], \quad K'_{nx} = \frac{\partial}{\partial x} [(T_n + T_n') \cos \alpha], \quad M = \chi \sqrt{g\beta\Gamma}. \quad (1.11)$$

Граничные условия (1.5) для функции $\Phi(x, z, t)$ примут вид:

$$\begin{aligned} \text{при } z=0 & \quad \Phi = i\theta_0(x, t) \\ \text{при } z \rightarrow \infty & \quad \Phi = 0. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Решая уравнение (1.10) при граничных условиях (1.12) и отделяя действительную и мнимую части, получим окончательно

$$\begin{aligned} u = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g\beta}{\Gamma}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ e^{-a_n z} [T_n'(x) \cos(n\omega t - a_n z) - T_n(x) \sin(n\omega t - a_n z)] + \right. \\ \left. + e^{-b_n z} [T_n(x) \sin(n\omega t \mp b_n z) - T_n'(x) \cos(n\omega t \mp b_n z)] \right\} + \\ + \frac{\lambda}{4M} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{e^{-a_n z}}{\sigma_n} [K'_{nx} \cos(n\omega t - a_n z) - K_{nx} \sin(n\omega t - a_n z)] + \right. \\ \left. + \frac{e^{-b_n z}}{\sigma_n} [K_{nx} \sin(n\omega t \mp b_n z) - K'_{nx} \cos(n\omega t \mp b_n z)] \right\}, \quad (1.13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \theta = & \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ e^{-a_n z} [T'_n(x) \sin(n\omega t - a_n z) + T_n(x) \cos(n\omega t - a_n z)] + \right. \\ & \left. + e^{-b_n z} [T'_n(x) \sin(n\omega t \mp b_n z) + T_n(x) \cos(n\omega t \mp b_n z)] \right\} + \\ & + \frac{1}{4\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{e^{-a_n z}}{\sigma_n} [K_{nx} \cos(n\omega t - a_n z) + K'_{nx} \sin(n\omega t - a_n z)] + \right. \\ & \left. + \frac{e^{-b_n z}}{\sigma_n} [K_{nx} \cos(n\omega t \mp b_n z) + K'_{nx} \sin(n\omega t \mp b_n z)] - \right. \\ & \left. - 2 \frac{e^{-\sigma_n z}}{\sigma_n} [K_{nx} \cos(n\omega t - \sigma_n z) + K'_{nx} \sin(n\omega t - \sigma_n z)] \right\}. \quad (1.14) \end{aligned}$$

Здесь в скобках при b_n верхний знак (—) берется при $n\omega > M$, и нижний (+) — при $n\omega < M$. $a_n^2 = \sigma_n^2 + M/2k$, $b_n^2 = |\sigma_n^2 - M/2k|$.

Вертикальную составляющую скорости определяем из уравнения неразрывности

$$w = -\frac{\partial}{\partial x} \int_0^z u(x, z, t) dz. \quad (1.15)$$

Полученные нами формулы при $\alpha(x) = 0$ превращаются, после раскрытия неопределенности, в формулы чисто бризовой циркуляции (2.8) и (2.18), полученные А. М. Мхитаряном [10].

§ 2. Примеры расчетов при синусоидальном ходе температуры подстилающей поверхности

Рассмотрим случай, когда суточный ход распределения температуры подстилающей поверхности представляется в виде простой синусоиды, то есть $T_n = T'_n = 0$, кроме $T'_1 \neq 0$. Тогда

$$\theta_0(x, t) = T'_1(x) \sin \omega t. \quad (2.1)$$

Для того, чтобы определить вид функции $T'_1(x)$, необходимо обратиться к наблюдениям.

Суша вокруг озера Севан в очень многих местах имеет следующий вид: она горизонтально простирается на несколько километров и после этого начинается гора. Такую схематическую форму суши мы и принимаем для расчета примера. Длина горизонтальной части суши принята равной 5 км, а форма горы аппроксимируется формулой

$$\chi = \sin \alpha(x) = \frac{2,5 \varepsilon x}{1 + 125(\varepsilon x)^3}. \quad (2.2)$$

Здесь

$$\varepsilon = 10^{-4} M^{-1}.$$

Используя наиболее характерные значения температуры поверхности воды озера Севан и суши в его бассейне [10], принимаем два случая для функции $T_1'(x)$:

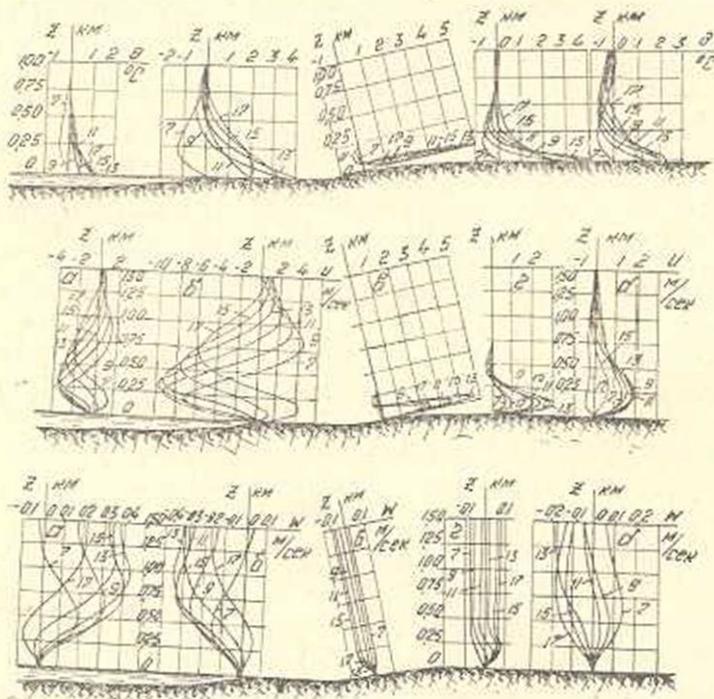
$$1) \quad T_1'(x) = 1,3 + 0,7 \operatorname{th} \varepsilon x + 3,7 e^{-(\varepsilon x)^2} \quad (2.3)$$

$$2) \quad T_2'(x) = 2,8 + 2,2 \operatorname{th} (\varepsilon x + 0,5) \quad (2.4)$$

На больших расстояниях от берега (x — направлена от озера в сторону суши) получается для суши $\theta = \pm 5^\circ$, в то время, как на центральных частях озера — $\pm 0,6^\circ\text{C}$, то есть суточная амплитуда температуры суши принята равной 10° , а поверхности воды — $1,2^\circ$.

Что касается распределения температуры по склону горы, то при больших расстояниях ($x \geq 10$ км) для первого случая принято $\theta_{\max} = \pm 2^\circ$. Формула (2.3) получена из этих же предположений.

По формулам (1.13), (1.14) и (1.15) при $n = 1$ проведены расчеты при численных значениях параметров: $\lambda = 3,6 \cdot 10^{-2} \text{ м/сек}^2 \text{ град}^{-1}$; $k = 3,64 \text{ м}^2 \text{ сек}^{-1}$; $\Gamma = 0,004 \text{ град м}^{-1}$; $\sigma_1 = 0,316 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$.



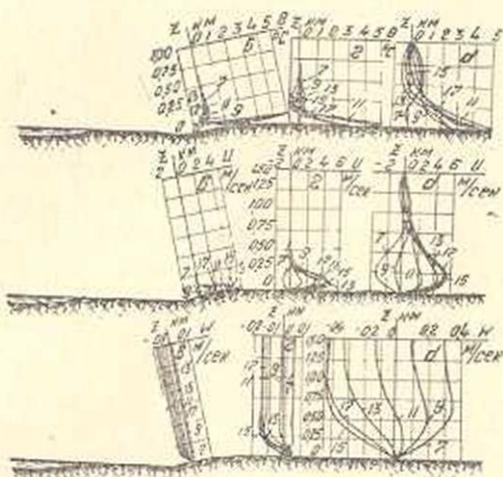
Фиг. 1. Профили температуры θ и скоростей u, w в различные часы суток, соответствующие случаю $T_1'(x)$.

a — озеро; $б$ — берег; $в$ — $x=2$ км; $г$ — $x=7$ км; $д$ — $x=15$ км.

Приведенные на фиг. 1 и 2 графики, представляющие профили θ, u и w , соответствуют случаю $T_1'(x)$ — фиг. 1, а на фиг. 2 — случаю $T_2'(x)$, причем кривые на фиг. 1 для горизонтального участка суши, то есть для чисто бризовой циркуляции, подсчитаны для случая $\Gamma=0$,

а на горе при $\Gamma > 0$. Графики показывают следующую характерную особенность.

Влияние горы на бризовую циркуляцию заключается в том, что масса воздуха, охваченного местной циркуляцией, по вертикали уменьшается с увеличением угла наклона горы, и наоборот. В частности, при $x=2$ км, $\alpha=14^\circ 30'$, толщина слоя воздушной массы, охваченной местной циркуляцией, составляет 300 м, при $x=7$ км $\alpha=2^\circ 30'$ — соответственно 600 м, а при $x=15$ км $\alpha=30'$ — 1500 м.



Фиг. 2. Профили температуры θ и скоростей u , ω в различные часы суток, соответствующие случаю $T_2(x)$.

$a-x=2$ км; $z-x=7$ км; $d-x=15$ км.

Определим момент возникновения ветра из условия

$$\left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=0} = 0.$$

Для $\varepsilon_1^2 > \frac{M}{2k}$ получим

$$\omega t_0 = \text{arc tg} \frac{A + 2B}{A}, \quad (2.5)$$

для $\varepsilon_1^2 < \frac{M}{2k}$ имеем

$$\omega t_0 = \text{arc tg} \frac{2a_1 B + (a_1 - b_1) A}{2b_1 B + (a_1 + b_1) A}, \quad (2.6)$$

где

$$A(x) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{\Gamma}} T_1'(x), \quad B(x) = \frac{\varepsilon}{4\lambda\varepsilon_1} \sqrt{\frac{\lambda}{\Gamma}} \frac{\partial}{\partial x} [T_1'(x) \cos \alpha(x)].$$

Так как $B \rightarrow \infty$ при $\lambda \rightarrow 0$, то из (2.5) получим, что в этом случае

$$\omega t_0 = \frac{\pi}{2},$$

то есть запаздывание хода ветра по отношению к температурному при плоской земле составляет 6 часов [5, 10].

Выражение (2.6) показывает, что начиная с некоторого значения χ , $t_0 \rightarrow 0$, так как $a = b$ и $B(x) \ll A(x)$, что означает мгновенное возникновение склонового ветра. Этим объясняется тот результат, что на озере бриз дует от берега к озеру (утром), а на горе — от озера.

По формуле (2.6) можно определить время запаздывания хода ветра по отношению к температурному в точках наблюдения на горе $x = 2 \text{ км}$ ($\alpha = 14^\circ 30'$), $x = 7 \text{ км}$ ($\alpha = 2^\circ 30'$) и $x = 15 \text{ км}$ ($\alpha = 30'$). Оказывается, оно зависит от распределения наземной температуры.

Таблица

$x, \text{ км}$	t_1	t_2	$\alpha(x)$
2	3 мин	10 мин	$14^\circ 30'$
7	-1 час	36 мин	$2^\circ 30'$
15	-3 ч 36 мин	1 ч 36 мин	$0^\circ 30'$

Здесь t_1 и t_2 — время запаздывания для распределений наземных температур T_1 и T_2 , соответственно.

Как видно из этой таблицы, при $\alpha = 15^\circ$ ветер возникает почти мгновенно, то есть процесс квазистационарный. С уменьшением α процесс становится уже нестационарным, что в свою очередь зависит также от распределения наземной температуры, вернее от ее производной по горизонтали. Здесь горный бриз будет преобладать над склоновым ветром.

Рассмотрим случай, когда коэффициент b_n обращается в нуль

$$b_n = \sqrt{\left| \sigma_n^2 - \frac{M}{2k} \right|} = 0. \quad (2.7)$$

В этом случае получаем

$$\chi = \frac{n\omega}{\sqrt{\lambda\Gamma}}. \quad (2.8)$$

Выражение (2.7) показывает, что при любом n можно найти такую точку на горе, в которой скорости и температура перестают затухать с высотой, и горный бриз распространяется теоретически до бесконечности. Этот вывод аналогичен полученному в работах Л. Н. Гутмана [3] и А. М. Мхитаряна [10], только с той разницей, что здесь χ играет роль параметра Кориолиса $l = 2\omega \sin \varphi$.

При принятых выше численных значениях параметров λ и Γ выражение (2.8) примет вид

$$\chi_n = 0.6 \cdot 10^{-2} n. \quad (2.9)$$

Выражение (2.9) показывает, что вся плоскость разбита на три части:

1. $\sigma_n^2 > \frac{M}{2k}$. Это имеет место при малых значениях χ , и расчет в этом случае, как было указано выше, ведется по формулам (1.13) и (1.14), где в скобках берется знак (-);

2. $b_n = 0$. В определенных точках на горе, в зависимости от n , возникают незатухающие точки, подобно резонансу [3];

3. $\sigma_n^2 < \frac{M}{2k}$. В этом случае в формулах (1.13) и (1.14) в скобках берется знак (+). Это имеет место при $\chi > \chi_n$.

§ 3. Влияние стратификации на развитие процесса

Параметр Γ , учитывающий стратификацию атмосферы при равновесном состоянии, существенно влияет на развитие процесса [9].

Выше нами был рассмотрен случай доадиабатической стратификации $\Gamma > 0$, который имеет наибольшее практическое значение.

В случае адиабатической стратификации $\Gamma = 0$, и решение системы (1.1)–(1.4) для горизонтальной составляющей скорости при граничных условиях (1.5) будет иметь вид

$$u = \frac{\lambda z}{4k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\sigma_n z}}{\sigma_n} \left\{ \left[\chi (T_n - T'_n) - \frac{1}{\sigma_n} \frac{\partial}{\partial x} (T_n \cos \alpha) \right] \cos (n\omega t - \sigma_n z) + \left[\chi (T_n + T'_n) + \frac{1}{\sigma_n} \frac{\partial}{\partial x} (T_n \cos \alpha) \right] \sin (n\omega t - \sigma_n z) \right\}. \quad (3.1)$$

Для θ решение имеет вид (1.6). Анализ формулы (3.1) показывает, что процесс в этом случае: 1) нестационарный, 2) пограничный слой охваченной склоновым ветром массы воздуха намного больше, чем в доадиабатическом случае на склоне горы, и охватывает такую же массу воздуха по вертикали, как и при бризовой циркуляции на горизонтальной земле, 3) существует обратное течение ветра заметной силы на высотах, как при бризовой циркуляции на горизонтальной земле, 4) отсутствует случай резонанса на всех точках горы при любом n , в отличие от случая доадиабатической стратификации.

В случае сверхадиабатической стратификации $\Gamma < 0$, решение системы (1.1)–(1.4) с граничными условиями (1.5) имеет вид

$$u = \sqrt{\frac{\lambda}{\Gamma}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ e^{-\beta_n z} [N_n \cos (n\omega t - \alpha_n z) + E_n \sin (n\omega t - \alpha_n z)] - e^{-\gamma_n z} [N_n \cos (n\omega t - \beta_n z) + E_n \sin (n\omega t - \beta_n z)] \right\}, \quad (3.2)$$

$$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ e^{-\beta_n z} [N_n \cos (n\omega t - \alpha_n z) + E_n \sin (n\omega t - \alpha_n z) + e^{-\alpha_n z} [N_n \cos (n\omega t - \beta_n z) + E_n \sin (n\omega t - \beta_n z)] - \right.$$

$$-\frac{1}{2\sigma_n \lambda} e^{-\sigma_n z} [K_{nx} \cos(n\omega t - \sigma_n z) + K'_{nx} \sin(n\omega t - \sigma_n z)] \quad (3.3)$$

где

$$N_n = \frac{1}{2} \left(T_n + \frac{K_{nx}}{2\lambda\sigma_n} \right), \quad E_n = \frac{1}{2} \left(T'_n + \frac{K'_{nx}}{2\lambda\sigma_n} \right),$$

$$\beta_n = \left(\sqrt{\left(\frac{M}{k} \right)^2 + \sigma_n^4} - \frac{M}{2k} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \alpha_n = \frac{\sigma_n^2}{\beta_n} \quad (3.4)$$

На склоне горы ($\lambda > 0,10$) $\sigma_n^2 \ll \left(\frac{M}{2k} \right)^2$, тогда выражение β_n можно упростить и представить в виде

$$\beta_n = \sigma_n^2 \left(\frac{M}{k} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad \alpha = \left(\frac{M}{k} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

Выражение β_n показывает, что и в этом случае задача нестационарна. В то же время, α не зависит от σ_n , эта часть решения стационарна и по высоте быстро затухает. Здесь можно повторить все четыре вывода, относящиеся к случаю $\Gamma = 0$, лишь с той разницей, что в этом последнем случае обратное течение ветра на высотах усиливается, что обусловлено неустойчивостью стратификации [9].

Время запаздывания в обоих случаях одинаково (близко к трем часам) и определяется выражением

$$\text{tg } \omega t_0 = 1 + \frac{\varepsilon}{\lambda_2 T_1} \frac{\partial}{\partial x} (T_1 \cos \alpha).$$

Таким образом, на основании проведенного анализа можно заключить, что характер стратификации атмосферы существенно влияет на развитие горного бриза.

1. При доадиабатической стратификации ($\Gamma > 0$) явление квазистационарно при $\lambda > 0,1$, а вертикальном масштабе масса воздуха прижимается к земле в зависимости от увеличения угла наклона горы по отношению к горизонтальной плоскости. На высотах существует постоянное очень слабое противотечение, и, наконец, на горе существуют точки, в зависимости от угла наклона горы и числа n , где имеет место резонанс, то есть явление по вертикали не затухает. В зависимости от угла наклона горы запаздывание хода ветра по отношению к ходу температуры может меняться от нуля до 6 часов.

2. При адиабатической стратификации ($\Gamma = 0$) явление нестационарно, пограничный слой, охваченный склоновым ветром, больше, чем при доадиабатическом случае и не зависит от угла наклона горы. Этот слой равен пограничному слою бризовой циркуляции при горизонтальной земле. Существует обратное течение ветра на высотах, как в случае бризовой циркуляции при $\lambda = 0$.

3. При сверхadiaбатической стратификации ($\Gamma < 0$) явление нестационарно, пограничный слой склонового ветра больше, чем таковой при плоском бризе и зависит от величины $M = \lambda \sqrt{\lambda \Gamma}$. Существует обратное течение на высотах заметной силы, обусловленное неустойчивостью стратификации.

Время запаздывания в случаях $\Gamma = 0$ и $\Gamma < 0$ имеет одинаковое значение и примерно равно 3 часам.

Случай резонанса не имеет места при $\Gamma = 0$ и $\Gamma < 0$.

Институт водных проблем и гидротехники
МВХ Армянской ССР

Поступила 2 I 1965

2. 2. ՋՈՐՅԱՆ

ՏԵՂԱԿԱՆ ՑԻՐԿՈՒՂՅԱՑԻԱՆ ԼԵՌՆԱՅԻՆ ՋՐԱՄԲԱՐԻ ՎՐԱ

Ա մ ֆ ո ֆ ո լ լ մ

Հոդվածում բերվում է տեղական ցիրկուլացիայի հարթ խնդրի պարբերական լուծումը կորագրի կորդինատային սխեմայում, կենտրոլ հիդրո-ջերմագինամիկայի գծայնացրած համասարուձևերի (1-1) — (1-4) սխեմայից, (1-5) սահմանային պայմանների գեպրում: Դիտարկված են միջնորդի ուղղաձիգ շերտաստիճանային գրադիենտի երեք հնարավոր դեպքերը՝ մինչդարբատիկ ($\Gamma > 0$), ադիբատիկ ($\Gamma = 0$) և գերադիբատիկ ($\Gamma < 0$), որոնց լուծումները համապատասխանաբար ներկայացված են (1.13), (1.14), (1.15); 3.1), (1.6) և (3.2), (3.3) արտահայտություններով:

Ստացված բանաձևերի հիման վրա կատարված են կոնկրետ հաշվարկներ, որոնք բերված են 1 և 2 գծադրերում:

Ստացված արդյունքների հետազոտությունը ցույց է տալիս, որ՝

1. $\Gamma > 0$ դեպքում, երբ $\lambda = \sin \alpha \geq 0,1$, որտեղ α սարի թևքովան անկյունն է հորիզոնի նկատմամբ, երևույթը քվադրատացիոնար է, ընդ որում λ փոքրանալու հետ մեկտեղ երևույթը դառնում է ոչ-ստացիոնար: λ մեծանալու հետ միասին օդի մասսան, որը մասնակցում է տեղական ցիրկուլացիային, ըստ բարձրության նվազում է, սարի վրա որոշակի կետերում, կախված λ -ից և n -ից, երևույթը, ըստ բարձրության կարող է շմարել (սեզոնանս):

2. $\Gamma = 0$ և $\Gamma < 0$ դեպքերում երևույթը ոչ-ստացիոնար է, տեղական ցիրկուլացիան ըստ բարձրության օդի ափելի մեծ շերտ է ընդգրկում, քան $\Gamma > 0$ դեպքում և համաչափելի է հարթ գետնի դեպքում բրիզային ցիրկուլացիայի սահմանային շերտին: Այստեղ սեզոնանս տեղի չի ունենում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Буз А. И. К вопросу о влиянии береговой линии на воздушные течения и распределение осадков. Сборник по региональной синоптике, № 5, 1960.
2. Бурмак Э. А. К вопросу о распределении вертикальных токов при бризовых циркуляциях. Труды ОГМИ, вып. 5, 1953.

3. Гутман Л. Н. О вертикальной структуре бризов. Труды ЦИП, вып. 8 (35), 1948.
4. Гутман Л. Н. О вертикальных токах при бризах. Труды ЦИП, вып. 8 (35), 1948.
5. Гутман Л. Н. О распределении бризов по нормали к берегу. Метеорология и гидрология, № 2, 1949.
6. Добрышман Е. М. О ветре склонов над термически неоднородной подстилающей поверхностью. Труды ЦИП, вып. 43 (70), 1956.
7. Добрышман Е. М., Шакина Н. А. К нелинейной теории локальных ветров в турбулентной атмосфере. Известия АН СССР, сер. геофиз., 2, 1962.
8. Зейтуния Х. Н. К нелинейной теории нестационарного ветра склонов. ДАН СССР, 133, № 6, 1960.
9. Монин А. С. Модель ветра склонов. Труды ЦИП, вып. 8 (35), 1948.
10. Мхитарян А. М. О бризах в бассейне оз. Севан и некоторые результаты их расчета по фактическому распределению температуры подстилающей поверхности. Сообщение 1: Известия АН АрмССР, серия техн. наук, № 5, 1962; сообщение 2: там же, № 6, 1962.
11. Мхитарян А. М. и Дагестанян М. Г. О влиянии формы береговой линии на бризовую циркуляцию. Известия АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, № 5, 1964.
12. Ситников Н. Г. Некоторые результаты гидродинамического исследования бризов. Труды ЦИП, вып. 93, 1960.
13. Трубников Б. Н. О вертикальных токах при бризе над плоским берегом. Известия АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1961.