26. **Monk R. G.** Thermal relaxation of water vapor // J. Acoust. Soc. Amer.— 1969.— V. 46, N 3.
27. **Bass H. E., Shields F. D.** Vibrational relaxation and sound absorption in O_2/H_2O mixtures // J. Acoust. Soc. Amer.— 1974.— V. 56, N 3.
28. **Harlow R. G., Street P. R.** Sound absorption in mixtures of oxygen and water vapor in the temperature range 298—410 K // J. Acoust. Soc. Amer.— 1974.— V. 56, N 3.
29. **Bass H. E., Shields F. D.** Absorption of sound in air high-frequency measurements // J. Acoust. Soc. Amer.— 1977.— V. 62, N 3.
30. **Eden D. D., Lindsay R. B., Zink H.** Acoustical attenuation and relaxation phenomena in steam at high temperature and pressure // J. Eng. Power.— 1961.— V. 63, N 1.
31. **Huber P. W., Kantrowitz A.** Heat-capacity lag measurements in various gases // J. Chem. Phys.— 1947.— V. 15, N 5.
32. **Zuckerwar A. J.** Self deactivation of water vapor: role of dimer // J. Acoust. Soc. Amer.— 1984.— V. 76, N 1.
33. **Shin H. K.** Vibration to rotation energy transfer in water, heavy water and ammonia // J. Phys. Chem.— 1973.— V. 77, N 3.
34. **Дубровский Г. В., Стрельченя В. М.** Теория колебательно-вращательного возбуждения многоатомных молекул // Хим. физика.— 1983.— Т. 2, № 6.
35. **Tanczos F. J.** Calculations of vibrational relaxation times of the chloromethanes // J. Chem. Phys.— 1956.— V. 25, N 3.
36. **Британ А. Б., Левин В. А., Сорокин А. А. и др.** Поглощение излучения $\lambda = 28$ мкм за ударной волной в парах воды // Хим. физика.— 1989.— Т. 8, № 3.
37. **Липман Г. В., Рошко А.** Элементы газовой динамики.— М.: ИЛ, 1960.
38. **Британ А. Б., Тестов В. Г., Хмелевский А. Н.** Формирование потока за ударными волнами в парах воды в условиях конденсации на внутренней поверхности канала.— М., 1990.— (Препр./ИРЭ АН СССР; № 19(548)).

г. Москва *Поступила 4/VII 1990 г., в окончательном варианте — 5/VI 1991 г.*

УДК 532.59

В. В. Никулин

РАСПАД ВЕРТИКАЛЬНОГО ТОРНАДОПОДОБНОГО ВИХРЯ

В [1] изучаются течения в торнадоподобных и полых вихрях. В длинноволновом приближении получены уравнения, аналогичные уравнениям вихревой мелкой воды [2]. Для вертикального стационарного торнадоподобного вихря, жидкость в ядре которого легче окружающей, установлен строгий критерий, разделяющий случаи, когда решение продолжаемо на конечную или бесконечную высоту.

В настоящей работе, в дополнение к [1], приведены случаи, когда жидкость в ядре вихря тяжелее окружающей и сила тяжести по направлению совпадает с вертикальной скоростью. Кроме того, построен аналитический пример, в котором исследованное в [1] ограниченное по высоте решение для вихря с легким ядром непрерывно распространено на все полупространство.

1. Постановка задачи. Рассматривается полупространство, заполненное невязкой несжимаемой жидкостью в поле тяжести. Течение считается стационарным и вращательно-симметричным. Вводится цилиндрическая система координат $(r\theta z)$ (r — радиус, θ — азимутальный угол, z — ось симметрии, направленная против силы тяжести). Через $r = r_0(z)$ обозначается граница, отделяющая ядро вихря от внешнего течения, расположенного в области $r > r_0(z)$. Плотность жидкости во внешнем течении считается постоянной. На границе ядра возможен скачок плотности и касательной к ней компоненты скорости. Для перехода к безразмерным величинам вводятся масштабы длины, скорости и плотности. За единицу длины принимается характерный масштаб изменений по оси z, за единицу скорости — вращательная компонента скорости при $r = r_0$, $z = 0$, за единицу плотности — плотность внешнего течения. При этом характерные давление и ускорение будут равны единице. Безразмерное r_0 при $z = 0$ обозначим через δ. Далее все величины, если не указано особо, берутся в безразмерном виде.

Запишем через (uvw) компоненты скорости, соответствующие $(r\theta z)$; p — давление; ρ — плотность; g — ускорение силы тяжести. Внешнее течение считается известным и задается в виде, удовлетворяющем уравнениям движения:

$$u = w = 0,\ v = \delta/r,\ p = -\delta^2/(2r^2) - gz. \tag{1.1}$$

Течение в ядре вихря исследуется в длинноволновом по оси z приближении. Совершается растяжение координат и функций:

$$r^2 \to \delta^2\eta,\ z \to z,\ 2ur \to \delta^2 q,\ vr \to \delta A,$$
$$w \to w,\ \rho \to \rho,\ p \to p,\ g \to g.$$

Граница $r_0(z)$ переходит в $\eta_0(z)$. После замены уравнения движения и неразрывности принимают вид

$$q\frac{\partial A}{\partial \eta} + w\frac{\partial A}{\partial z} = 0, \tag{1.2}$$
$$\frac{\rho\delta^2}{2}\left(q\frac{\partial q}{\partial \eta} - \frac{q^2}{2\eta} + w\frac{\partial q}{\partial z}\right) - \frac{\rho A^2}{\eta} = -2\eta\frac{\partial p}{\partial \eta},$$
$$\rho\left(q\frac{\partial w}{\partial \eta} + w\frac{\partial w}{\partial z}\right) = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g,$$
$$\frac{\partial q}{\partial \eta} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,\quad q\frac{\partial \rho}{\partial \eta} + w\frac{\partial \rho}{\partial z} = 0.$$

На оси симметрии и границе ядра ставятся краевые условия

$$q = A = 0, \qquad \eta = 0; \tag{1.3}$$
$$p = -1/(2\eta_0) - gz, \qquad \eta = \eta_0; \tag{1.4}$$
$$q = w(\partial\eta_0/\partial z), \qquad \eta = \eta_0. \tag{1.5}$$

Условие (1.4) следует из (1.1) и требования непрерывности давления на границе ядра, (1.5)— кинематическое условие.

Предполагается, что $\delta \ll 1$. Слагаемые в (1.2), пропорциональные δ^2, опускаются. Полученная система преобразуется аналогично [1]. Вводятся новые независимые переменные z', ν, $\nu \in [01]$, по соотношениям $z = z'$, $\eta = R(z', \nu)$, где R удовлетворяет уравнению

$$w(\partial R/\partial z') = q \tag{1.6}$$

и краевым условиям

$$R(z', 0) = 0,\ R(z', 1) = \eta_0, \tag{1.7}$$

$R(0, \nu)$— произвольная однозначная непрерывная функция. При таком определении R краевые условия (1.3) (для q) и (1.5) выполняются автоматически. Неизвестная граница $\eta_0(z)$ переходит в известную $\nu = 1$. В переменных z', ν система (1.2) принимает вид (далее штрихи при z' опускаются)

$$w\frac{\partial A}{\partial z} = 0,\quad \frac{\rho A^2}{2R^2}\frac{\partial R}{\partial \nu} = \frac{\partial p}{\partial \nu}, \tag{1.8}$$
$$\rho\frac{\partial R}{\partial \nu}w\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial R}{\partial \nu}\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial R}{\partial z}\frac{\partial p}{\partial \nu} - \rho g\frac{\partial R}{\partial \nu},$$
$$\frac{\partial q}{\partial \nu} + \frac{\partial R}{\partial \nu}\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial R}{\partial z}\frac{\partial w}{\partial \nu} = 0,\quad w\frac{\partial \rho}{\partial z} = 0.$$

Из первого и последнего уравнений следует, что $A = A(\nu)$, $\rho = \rho(\nu)$. Отсюда после интегрирования второго уравнения (1.8) с учетом (1.4) исключается p. С помощью (1.6) исключается q. В результате получаем

$$\rho w\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1 - \rho_1 A_1^2}{2R_1^2}\frac{dR_1}{dz} + \frac{\partial}{\partial z}\int_\nu^1 \frac{1}{2R}\frac{d(\rho A^2)}{d\nu}d\nu + (1 - \rho)g,\quad \frac{\partial}{\partial z}\left(w\frac{\partial R}{\partial \nu}\right) = 0. \tag{1.9}$$

Здесь R_1, A_1, ρ_1 — значения R, A, ρ при $\nu = 1$ (на границе ядра). Система (1.9) решается с начальными данными при $z = 0$. Полагается $w = w_0(\nu)$, $R = \nu$ при $z = 0$.

В [1] изучен случай $A = 0$, $\rho = \mathrm{const} < 1$. В настоящей работе результаты обобщаются для $\rho > 1$.

Теорема. *Пусть* $A = 0$, $\rho = \rho_1 = \mathrm{const}$, $w_0(\nu)$ *ограничена и* $w_0(\nu) \geqslant \gamma > 0$, γ — *постоянная,*

$$\lambda = \frac{1}{2\rho_1}\int_0^1 \frac{d\nu}{w_0^2}.$$

Разделяются случаи $\rho_1 < 1$ *и* $\rho_1 > 1$.

1. *Пусть* $\rho_1 < 1$. *Тогда, если* $\lambda < 1$, *то решение существует при всех* $z > 0$, $\nu \in [01]$, *причем* $R \to 0$, $w \to \infty$ *монотонно при* $z \to \infty$. *Если* $\lambda > 1$, *то решение существует только для* $z \leqslant l$,

$$l = \frac{\rho_1}{2(1-\rho_1)g}\left(\frac{1}{\rho_1} - \gamma^2 - \frac{1}{\rho_1\displaystyle\int_0^1 \frac{w_0 d\nu}{\sqrt{w_0^2-\gamma^2}}}\right), \tag{1.10}$$

причем $w = 0$, $\partial R/\partial\nu = \infty$ *при* $z = l$ *для* ν, *задаваемых уравнением* $w_0(\nu) = \gamma$.

2. *Пусть* $\rho_1 > 1$. *Дополнительно предполагается, что* $(w_0 - \gamma)^{-3/2}$ *не интегрируема на* $[01]$. *Тогда при любом* $\lambda > 0$ *решение существует только для конечных* z, $z \leqslant h$. *При* $z \to h$ *производные* $\partial w/\partial z \to \infty$, $\partial R/\partial z \to -\infty$, *если* $\lambda > 1$, *и* $\partial w/\partial z \to -\infty$, $\partial R/\partial z \to \infty$, *если* $\lambda < 1$. *При* $\lambda > 1$ w *монотонно возрастает, а* R *убывает с ростом* z. *При* $\lambda < 1$ w *монотонно убывает, а* R *возрастает с увеличением* z.

Доказательство. Доказательство для $\rho_1 < 1$ приведено в [1]. Рассматривается случай $\rho_1 > 1$.

В (1.9) полагается $A = 0$, $\rho = \rho_1$. Система интегрируется от 0 до z. Из полученного второго уравнения интегрированием по ν выражается R. Обозначив $\varphi = w^2 - w_0^2$, получим

$$\varphi - \frac{1}{\rho_1 R_1} = \frac{2(1-\rho_1)}{\rho_1} gz - \frac{1}{\rho_1}, \quad R = \int_0^\nu \frac{w_0 d\nu}{(w_0^2+\varphi)^{1/2}} \tag{1.11}$$

(R_1 — значение R при $\nu = 1$). Из первого уравнения вытекает, что $\varphi = \varphi(z)$. Отсюда, исследуя неявную зависимость $\varphi(z)$, даваемую (1.11), можно найти зависимость от z функций R и w.

Левая часть первого уравнения (1.11) обозначается через $f(\varphi)$. Тогда

$$f'(\varphi) = 1 - \frac{1}{2\rho_1 R_1^2}\int_0^1 \frac{w_0 d\nu}{(w_0^2+\varphi)^{3/2}}, \tag{1.12}$$

$$f''(\varphi) = \frac{3}{4\rho_1 R_1^2}\int_0^1 \frac{w_0 d\nu}{(w_0^2+\varphi)^{5/2}} - \frac{1}{2\rho_1 R_1^3}\left(\int_0^1 \frac{w_0 d\nu}{(w_0^2+\varphi)^{3/2}}\right)^2.$$

Второе слагаемое в $f''(\varphi)$ оценивается с помощью неравенства Буняковского [1]. Получается, что $f''(\varphi) > 0$ для конечных $\varphi \geqslant -\gamma^2$. Отсюда $f'(\varphi)$— монотонно возрастающая функция. Из (1.12) и дополнительного предположения для $\rho_1 > 1$ следует, что $f'(\varphi) \to -\infty$ при $\varphi \to -\gamma^2$ и $f'(\varphi) \to 1$ при $\varphi \to \infty$. Таким образом, $f'(\varphi)$ имеет единственный нуль на интервале $(-\gamma^2, \infty)$, который достигается при $\varphi = \varphi_*$, $-\gamma^2 < \varphi_* < \infty$. Очевидно, что функция $f(\varphi)$ в точке φ_* имеет абсолютный минимум; φ_* находится из решения интегрального уравнения $f'(\varphi_*) = 0$.

Из определения f вытекает

$$\frac{df}{dz} = \frac{df}{d\varphi}\frac{d\varphi}{dz} = -\frac{2(\rho_1 - 1)}{\rho_1} g < 0. \tag{1.13}$$

Отсюда знак $d\varphi/dz$ задается знаком $f'(\varphi)$, а в силу монотонности $f'(\varphi)$ — знаком $f'(0)$. Так как $\varphi(0) = 0$, то $f'(0) = 1 - \lambda$. Пусть $\lambda < 1$. Тогда $f'(0) > 0$ и φ монотонно убывает с ростом z от 0 до φ_*. В данном случае в силу $f'(0) > 0$ и монотонности $f'(\varphi)$ $\varphi_* < 0$. При $\varphi \to \varphi_*$ $z \to h$, где h вычисляется из (1.11) с $\varphi = \varphi_*$. Легко видеть, что h будет конечной. При $z > h$ решения не существует, так как правая часть первого уравнения (1.11) убывает с ростом z, а левая при $z = h$ ($\varphi = \varphi_*$) достигает абсолютного минимума. Из (1.13) следует, что $d\varphi/dz \to -\infty$ при $z \to h$ (так как при этом $\varphi \to \varphi_*$). Тогда из (1.11) и определения φ вытекает, что $\partial w/\partial z \to -\infty$, $\partial R/\partial z \to \infty$ при $z \to h$, значение w убывает, а R возрастает с увеличением z от 0 до h.

Пусть $\lambda > 1$. Проведя рассуждения, аналогичные предыдущим, можно показать, что решение существует также только для ограниченных $z \leqslant h$, при этом $\varphi_* > 0$, $d\varphi/dz \to \infty$, $\partial w/\partial z \to \infty$, $\partial R/\partial z \to -\infty$ при $z \to h$, w возрастает, а R убывает с увеличением z от 0 до h. Теорема доказана.

Полученные результаты обобщаются, когда направления g и w совпадают. Формулировка теоремы не изменяется, за исключением того, что случаи $\rho_1 < 1$ и $\rho_1 > 1$ меняются местами.

2. Модель распада вихря. Построен аналитический пример непрерывного продолжения решения на все верхнее полупространство для течения, параметры которого удовлетворяют условиям теоремы и неравенствам $\rho_1 < 1$, $\lambda > 1$. Дополнительно предполагается, что $w_0(\nu)$ имеет единственный минимум, равный γ, достигаемый в точке $\nu = 0$, и функция $(w_0 - \gamma)^{-1/2}$ интегрируема в нуле ($\nu = 0$).

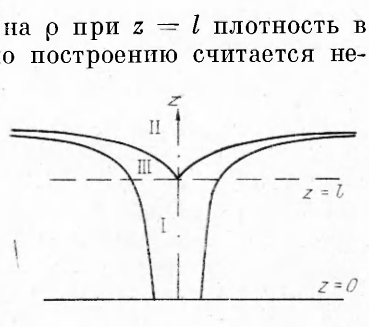
Согласно теореме, решение существует лишь для $z \leqslant l$ (l определяется из (1.10)), причем в точке $z = l$, $\nu = 0$ вертикальная скорость $w = 0$, а $\partial R/\partial\nu = \infty$. Отсюда для продолжения решения за уровень $z = l$ линию $R = 0$ можно разделить на две в точке $z = l$, $\nu = 0$ в осевой плоскости.

Таким образом, предполагается, что структура течения в осевой плоскости имеет вид, изображенный на рисунке. На границе между областями I и III считаются непрерывными p, (uvw), R и ρ. На границах между II и III, между III и внешним течением непрерывно давление и выполнено кинематическое условие. Из непрерывности компонент скорости, согласно (1.6) и определению φ, следует непрерывность $\partial R/\partial z$ и φ на границе $z = l$.

Предполагается, что область II заполнена покоящейся жидкостью постоянной плотности ρ_2. В области III течение будет описываться первым уравнением системы (1.11) и вместо второго в силу изменения условия на R при $\nu = 0$ — уравнением

$$R = R_1 - \int_{\nu}^{1} \frac{w_0 d\nu}{(w_0^2 + \varphi)^{1/2}}, \tag{2.1}$$

которое справедливо и в I. В силу условия на ρ при $z = l$ плотность в области III будет равна ρ_1. Функция $\varphi(z)$ по построению считается непрерывной при $z = l$. Тогда из (2.1) следует непрерывность по z функции $R(\nu, z)$ для каждого ν. В силу второго уравнения (1.8) и условия $A = 0$ давление в областях II и III при равных z одинаковое и, согласно (1.4), запишется как



$$p = -1/2R_1 - gz. \tag{2.2}$$

Это обеспечивает непрерывность давления

на границах. С другой стороны, в области II из уравнения гидростатики следует $p = -\rho_2 gz + \mathrm{const}$. Отсюда и из (2.2) находится R_1:

$$1/R_1 = 1/R_{10} - 2(1 - \rho_2)g(z - l). \tag{2.3}$$

Здесь R_{10} (значение R_1 при $z = l$) выражается согласно (1.11) с $\varphi = -\gamma^2$ [1]. Подстановка (2.3) в первое уравнение (1.11) дает значения φ в области III, а φ в (2.1)— величину R.

Требование непрерывности $\partial R/\partial z$ при $z = l$ накладывает ограничения на ρ_2. Как было доказано, из (1.13) имеем $d\varphi/dz = 0$ в области I при $z = l$. Отсюда $dR/dz = dR_1/dz$ в I при $z = l$. Величина dR_1/dz находится при использовании (1.11)—(1.13) с учетом того, что $\varphi = -\gamma^2$ при $z = l$ [1]. Тогда $dR_1/dz = 2(1 - \rho_1)gR_1^2$. В области III dR/dz вычисляется из (2.1) с учетом (2.3) и первого уравнения (1.11). Получается, что dR/dz такое же, как в I, если $\rho_2 = \rho_1$.

Таким образом, условия на границах областей, уравнения (1.11) и (2.1) удовлетворены. Область II заполнена покоящейся жидкостью плотности ρ_1. Внешняя граница области III R_1 определяется согласно (2.3) с $\rho_2 = \rho_1$. Величина φ в III постоянна и равна $-\gamma^2$. Граница между областями II и III находится согласно (2.1) при $\varphi = -\gamma^2$. Отсюда и из (2.3) вытекает, что высота области III ограничена величиной

$$\Delta l = 1/[2R_{10}(1 - \rho_1)g].$$

Тогда полную высоту подъема жидкости с учетом (1.10) и выражения для R_{10} запишем как

$$H = l + \Delta l = \frac{\rho_1}{2(1-\rho_1)g}\left(\frac{1}{\rho_1} - \gamma^2\right).$$

Заметим, что H зависит только от минимального значения w_0, равного γ, но не зависит от распределения $w_0(\nu)$. Используя то, что в данном случае $\lambda > 1$, легко получить, что $\gamma^2 < 1/(2\rho_1)$. Отсюда имеем ограничения на H:

$$1/[4(1 - \rho_1)g] < H < 1/[2(1 - \rho_1)g].$$

Данные неравенства позволяют оценивать H по порядку величины без знания w_0. Для размерных значений такая оценка имеет вид

$$H \approx \rho_0 v_0^2/[2g(\rho_0 - \rho_1)] \tag{2.4}$$

(v_0 — вращательная компонента скорости на границе ядра при $z = 0$, ρ_0 — плотность жидкости во внешней области).

3. Обсуждение результатов, сравнение с наблюдениями. В случае $\rho_1 > 1$, $\lambda > 1$ (согласно п. 2 теоремы) вертикальная скорость w и вращательная компонента скорости на границе ядра v (так как $v = 1/\sqrt{R_1}$) растут с увеличением z. Это, возможно, объясняет эффект засасывания смерчем жидкости [3], а также является одним из механизмов интенсификации вращения смерчевого ядра. Отметим, что при $\rho_1 > 1$ решение перестает существовать по причине обращения в бесконечность производных от искомых функций. Данное свойство аналогично «градиентной катастрофе» в газовой динамике, приводящей к образованию ударных волн. Подобная аналогия говорит в пользу того, что на высоте, где гладкое решение теряет существование, происходит резкое изменение ядра вихря с переходом его в новое с другими параметрами.

Представляет интерес структура течения для $\rho_1 < 1$, $\lambda > 1$, изображенная на рисунке. Из экспериментов с вихрями, получаемыми при нагреве подстилающей поверхности [4, 5], наблюдений за пыльными вихрями [6, 7] известно, что ядро вихря, обычно визуализированное мелкими частицами, на некоторой высоте резко теряет свою видимость, исчезает, при этом структура течения изменяется [4, 5]. Резкое исчезновение видимого ядра можно объяснить тем, что при растекании жидкости в области III ее толщина убывает, и поэтому она быстро перемешивается с окружающей средой и становится невидимой. Такая картина течения в основных чертах может моделировать процесс распада вихря.

Используя (2.4), можно получить количественные оценки и сравнить их с наблюдениями. За высоту вихря в экспериментах принимается высота, на которой происходит резкое изменение структуры течения [4, 5]. При вычислениях разность плотностей удобно выразить через разность температур. При $\rho_0 - \rho_1 \ll \rho_0$ имеем $(\rho_0 - \rho_1)/\rho_0 \approx (T_1 - T_0)/T_0$ (T_1 — средняя температура в ядре, T_0 — температура окружающего воздуха). Тогда

$$H \approx v_0^2 T_0/[2g(T_1 - T_0)]. \tag{3.1}$$

Аналогичное выражение для высоты вихря получено в [1] для частного случая, когда $w_0 = \mathrm{const}$ и не зависела от ν. В настоящей работе показано, что при учете высоты подъема жидкости в области *III* данная оценка справедлива для любой $w_0(\nu)$, удовлетворяющей условию $\lambda > 1$. Сравнение формулы (3.1) с экспериментами [4, 5] и наблюдениями за пыльными вихрями [6—8] выполнено в [1]. Показано, что расчеты по порядку величины согласуются с данными лабораторных измерений и наблюдений за пыльными вихрями.

Таким образом, в предложенной теоретической модели удается исследовать течение в ядре стационарного торнадоподобного вихря с учетом непостоянства вертикальной компоненты скорости в горизонтальном сечении ядра. Благодаря этому установлена возможность продолжаемости непрерывного решения на бесконечную или ограниченную высоту, причем радиус ядра может оставаться конечным. Проведена классификация непродолжаемых решений: решение прекращает существование либо из-за обращения вертикальной скорости в нуль, либо из-за стремления производных к бесконечности. В первом случае можно провести аналогию с течением в пограничном слое. Положение точки остановки в пограничном слое связывается с началом его отрыва, в ядре вихря — с началом его распада, а во втором случае — с течениями в газовой динамике: разрушение решения с математической точки зрения происходит по одним и тем же причинам. Дано описание пространственной эволюции ядра вихря, предложена картина течения в области его распада. Получена количественная оценка высоты торнадоподобного вихря, местоположения его распада.

Автор выражает благодарность В. М. Тешукову за полезные обсуждения рассматриваемых вопросов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Никулин В. В.** Аналог уравнений вихревой мелкой воды для полых и торнадоподобных вихрей. Высота стационарного торнадоподобного вихря // ПМТФ.— 1992.— № 2.
2. **Тешуков В. М.** О гиперболичности уравнений длинных волн // ДАН СССР.— 1985.— № 3.
3. **Наливкин Д. В.** Ураганы, бури, смерчи.— Л.: Наука, 1969.
4. **Fitzjarrald D. E.** A laboratory simulation of convective vortices // J. Atmos. Sci.— 1973.— V. 30, N 7.
5. **Mullen J. B., Maxworthy T.** A laboratory model of dust devil vortices // Dyn. Atmos. and Oceans.— 1977.— N 1.
6. **Ives R. L.** Behavior of dust devil // Bull. Amer. Meteorol. Soc.— 1947.— V. 28, N 4.
7. **Williams N. R.** Development of dust wirls // Bull. Amer. Meteorol. Soc.— 1948.— V. 29, N 3.
8. **Sinclair P. C.** The lower structure of dust devils // J. Atmos. Sci.— 1973.— V. 30, N 8.

г. Новосибирск *Поступила 14/V 1991 г.*