

УДК 532.516+532.527:551.515.3

© 1997 г. В.А. АНДРУЩЕНКО, Ю.Д. ШЕВЕЛЕВ

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

Предпринята попытка математического моделирования мезомасштабных вихрей в неоднородной атмосфере Земли на основе полной системы трехмерных нестационарных уравнений Навье – Стокса для сжимаемого теплопроводного газа. Задача решена численно при помощи специально разработанной трехшаговой схемы расщепления. Проведен численный эксперимент по выяснению необходимых условий зарождения в атмосфере крупномасштабного вихревого течения – смерча – торнадо. Найдены условия, при которых реализуется формирование торнадо из мезоциклона.

При изучении мезомасштабных вихрей (ураганов, смерчей – торнадо, тайфунов, циклонов) возникают проблемы, связанные с определением необходимых условий их зарождения, а также с их энергетикой, динамикой и диссипацией [1–4]. Математическое моделирование возникновения и эволюции мезомасштабных вихрей в атмосфере реализуется выбором соответствующих исходных дифференциальных уравнений, а также отвечающих явлению начальных и граничных условий. В работе проводится численное исследование пространственных газодинамических вихревых течений, приводятся результаты апробации разработанной методики на примере задачи о подъеме приземного термика и расчетов формирования одного из видов крупномасштабных атмосферных вихрей – смерча – торнадо.

1. Постановка задачи. Исходная система уравнений Навье – Стокса в цилиндрических координатах r, z, φ имеет вид

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial \rho r}{\partial t} + \frac{\partial \rho r u}{\partial r} + \frac{\partial \rho r v}{\partial z} + \frac{\partial \rho r w}{\partial \varphi} = 0 \\
 & \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{w}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{2\mu}{r^2} \left(u + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial r \tau_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial r \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{\partial r \tau_{r\varphi}}{\partial \varphi} \right) \\
 & \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{w}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial r \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial r \tau_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial r \tau_{z\varphi}}{\partial \varphi} \right) \\
 & \rho \left(\frac{\partial r w}{\partial t} + u \frac{\partial r w}{\partial r} + v \frac{\partial r w}{\partial z} + \frac{w}{r} \frac{\partial r w}{\partial \varphi} \right) = -\frac{\partial p}{\partial \varphi} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial r \tau_{\varphi r}}{\partial r} + \frac{\partial r \tau_{\varphi z}}{\partial z} + \frac{\partial r \tau_{\varphi \varphi}}{\partial \varphi} \right) \\
 & \rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{w}{r} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \varphi} \right) = -\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + u \tau_{rr} + v \tau_{rz} + \frac{w}{r} \tau_{r\varphi} \right) \right] + \right. \\
 & \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left[r \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} + u \tau_{rz} + v \tau_{zz} + \frac{w}{r} \tau_{z\varphi} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[r \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial \varphi} + u \tau_{\varphi r} + v \tau_{\varphi z} + \frac{w}{r} \tau_{\varphi \varphi} \right) \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

Обозначения традиционные: u, v, w – компоненты скорости; p, ρ, T – давление, плотность, температура; $\varepsilon = c_p T + 1/2 U^2 + gz$ – плотность полной энергии; μ, λ – коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности; c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении.

Компоненты тензора напряжений равны

$$\tau_{rr} = \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{U} \right), \quad \tau_{zz} = \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{U} \right)$$

$$\tau_{\varphi\varphi} = \mu \left[\frac{2}{r} \left(\frac{\partial w}{\partial \varphi} + u \right) - \frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{U} \right]$$

$$\tau_{r\varphi} = \frac{\tau_{\varphi r}}{r^2} = \frac{\mu}{r^2} \left(\frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{\partial wr}{\partial r} - 2w \right)$$

$$\tau_{rz} = \tau_{zr} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right)$$

$$\tau_{z\varphi} = \frac{\tau_{\varphi z}}{r^2} = \frac{\mu}{r^2} \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{\partial wr}{\partial z} \right)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{U} = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial ur}{\partial r} + \frac{\partial v r}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial \varphi} \right)$$

К системе уравнений (1.1) добавляется уравнение состояния

$$p = R \rho T \tag{1.2}$$

Расчетная область V – цилиндр с радиусом основания R и высотой Z и с началом координат в центре нижнего основания. В отсутствие ветра задача становится осесимметричной, в этом случае можно сделать разрез по плоскости $r = 0$ и вести счет в половине области V . Граничные условия при этом следующие:

$$r = R: \quad u = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial w}{\partial r} = 0, \quad p = p_a(z), \quad T = T_a(z)$$

$$r = 0: \quad u = \frac{\partial v}{\partial r} = w = \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0$$

$$z = Z: \quad w = \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad p = p_a(Z), \quad T = T_a(Z) \tag{1.3}$$

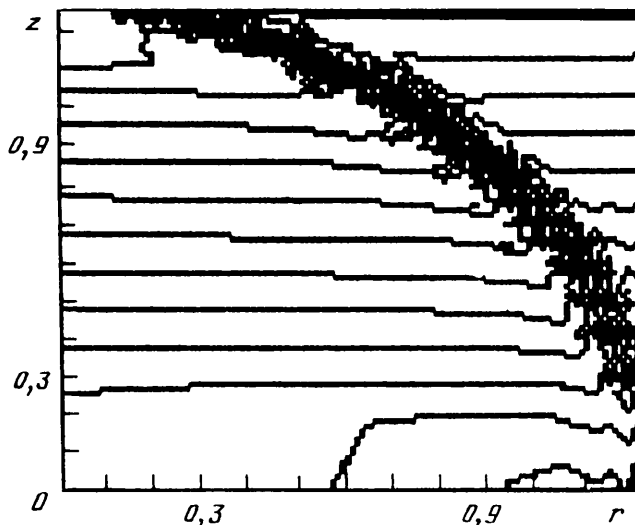
$$z = 0: \quad u = v = w = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0$$

(Здесь $p_a(z)$ и $T_a(z)$ – давление и температура в стандартной атмосфере [5]).

Здесь используются так называемые "мягкие" граничные условия на внешней границе: равенство нулю производных тангенциальных компонент скорости и нормальной компоненты скорости и условие равенства давления и температуры их значениям в невозмущенной атмосфере на соответствующей высоте. На границе $r = 0$ – условия симметрии и на подстилающей поверхности $z = 0$ – условия прилипания и теплоизоляции.

Начальные условия будут приведены позже для конкретных задач.

Исходные уравнения (1.1), (1.2) и граничные условия (1.3) приводятся к безразмерному виду с помощью следующих величин: $L = 2R_0$ – характерная длина (здесь R_0 – начальный радиус термика или мезоциклона для рассматриваемых ниже задач), $\sqrt{L/g}$ –



Фиг. 1. Поле распределения изобар для крупномасштабного термика в плоскости (r, z) для момента времени $t = 0,2$ с (r и z в км)

характерный масштаб времени, \sqrt{Lg} – характерный масштаб скорости, $T_0 = T_a(0)$, $\rho_0 = \rho_a(0)$ – характерные температура и плотность соответственно. В результате обезразмеривания образуются следующие определяющие параметры:

$$M = \sqrt{\frac{Lg}{\gamma R^\circ T_0}}, \quad Re = \frac{L\sqrt{Lg}\rho_0}{\mu}, \quad Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (1.4)$$

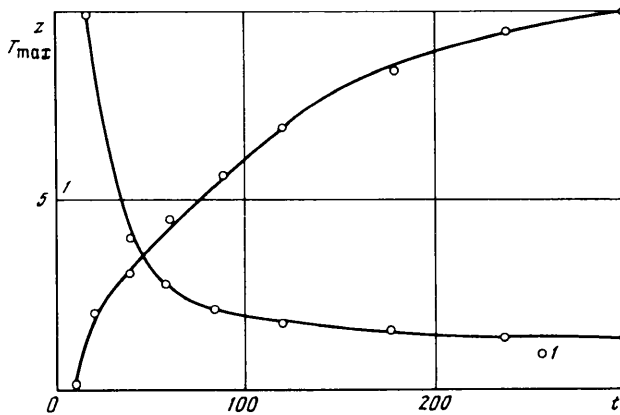
2. Численная методика. Интегрирование исходной системы дифференциальных уравнений (1.1) с краевыми условиями (1.3) выполняется с помощью метода типа метода конечных объемов. Дискретизация производится посредством трехшаговой схемы расщепления – модифицированным аналогом схемы, предложенной в [6]: на первом и втором шагах решается конвективная часть уравнений, а на третьем шаге учитываются диссипативные члены.

3. Апробация разработанной методики. Результаты расчетов. Тестирование осуществляется с помощью расчета известной задачи о всплывании приземного крупномасштабного термика путем сравнения полученных результатов с данными [7]. Начальные условия задачи таковы: при $t = 0$ на поверхности Земли находится нагретое облако с внешним контуром в форме полусферы радиуса $R_0 = 1360$ м. Температура в термике подчиняется закону

$$T = T_1' + (T_1' - T_0) \exp[-(bR / R_0)^2]$$

Здесь R – расстояние от центра термика, $T_1' = 7085$ К – температура в его центре. Газ во всей области V считается неподвижным: $u = v = w = 0$, а давление всюду и температура вне термика равны их значениям в невозмущенной стандартной атмосфере $p_a(z)$ и $T_a(z)$ [5]. Значения определяющих параметров (1.4) в этом случае следующие: $M = 0,12$; $Re = 10^3$; $Pr = 1$; $\gamma = 1,4$, кроме того, появляется еще один дополнительный параметр $T_1 = T_1' / T_0 = 24,6$ ($T_0 = 288$ К).

Перейдем к рассмотрению результатов расчета. В момент времени $t = 0,2$ с, когда поле скоростей в термике только начинает развиваться, на границе между горячим



Фиг. 2. Сравнение высот подъема термика $z(t)$ и максимальных температур $T_{\max}(t)$ при расчетах с использованием различных разностных схем (сплошные кривые – результаты расчета [7], I – результаты настоящего расчета, r и z , км, $T_{\max} \cdot 10^3$ K)

воздухом внутри термика и холодным во внешней среде образуется в результате неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, вызванной действием вязкости, вихревая пелена (как известно, неустойчивость Кельвина – Гельмгольца возникает на поверхности разрыва тангенциальной составляющей скорости). Фигура 1, на которой приводится поле распределения давления, дает ясное представление о структуре этой вихревой пелены. Позже, когда пелена уже исчезает, на верхней кромке термика появляются волнообразные возмущения, порождаемые рэлей-тейлоровской неустойчивостью (напомним, что рэлей-тейлоровская неустойчивость возникает при движении с ускорением, в данном случае с ускорением g , когда оно направлено от более тяжелой среды к более легкой, как в рассматриваемой ситуации). Следует отметить, что в [7] вихревая пелена не образовывается. Это объясняется применением демпфирования в виде регуляризатора высокочастотных колебаний [8], который подавляет неустойчивость Кельвина – Гельмгольца, но не подавляет возмущения, вызванные рэлей-тейлоровской неустойчивостью на верхней кромке термика.

До момента времени $t \approx 11$ с термик все еще примыкает к подстилающей поверхности, затем происходит его отрыв и он всплывает с плюмажем, постепенно трансформируясь в тороидальное вихревое кольцо. Скорость всплывания при этом зависит от силы плавучести и скорости, генерируемой собственной циркуляцией вихря. Упрощенно процесс подъема горячего облака после отрыва можно разделить на четыре стадии: первая – движение с постоянным ускорением, вторая – движение с примерно постоянной скоростью, третья – подъем в автономном режиме ($z \sim t^{1/2}$) и последняя четвертая, когда термик колеблется около положения равновесия, пока окончательно не диссипирует. Такая последовательность подтверждается как экспериментами [9], так и расчетами [10, 11].

В настоящем расчете термик выходит на автономный режим подъема $z \sim t^{1/2}$ примерно при $t \approx 70$ с и до прерывания счета при $t = 300$ с режим движения все еще остается автономным.

На фиг. 2 приводятся высоты подъема термика Z и максимальные температуры T_{\max} как функции времени t для настоящего расчета (I) и полученные в работе [7] (сплошные кривые). Как видно, совпадение результатов хорошее: отклонения в $T_{\max}(t)$ не превышают 1%, а в $Z(t)$ – 3%. Хорошее совпадение получается и в распределениях искомых функций p , T , v по оси симметрии термика z для фиксированных моментов

времени – максимальные отклонения не превышают 4% в областях больших градиентов.

Рассматривается задача о зарождении и дальнейшей эволюции одного из видов мезомасштабных атмосферных вихрей – сильного смерча – торнадо. Характерными признаками торнадо являются: значительное превышение вертикальных размеров над горизонтальными и равновероятностная возможность того и другого направления вращения в них. Второе обстоятельство оправдывает отсутствие в выбранных исходных уравнениях (1.1) силы Кориолиса как не оказывающей заметного влияния на динамику вихря. Основной целью является определение доминирующих необходимых условий зарождения торнадо и поэтому на первом этапе задача рассматривается в модельной постановке: газ считается идеальным и "сухим", подстилающая поверхность – абсолютно твердой и теплоизолированной плоскостью, не учитывается воздействие ветра и солнечной радиации, т.е. в данной работе делается попытка получения формирования торнадо за счет чисто газодинамических механизмов. В качестве такого механизма выбирается мезоциклон и в ходе численного эксперимента исследуется возможность инициирования им смерча – торнадо.

Мезоциклон имеет цилиндрическую форму с радиусом основания R_0 и высотой H' (его объем равен V_0). Температура и давление в мезоциклоне задаются формулами

$$T_1(z) = T_a(z) + \Delta T', \quad p_1(z) = \alpha p_a(z) \quad (\alpha \leq 1)$$

Предполагается, что при $t = 0$ мезоциклон вращается как твердое тело с линейной скоростью на границе $r = R_0$, равной w'_0 , и, кроме того, внутри объема V_0 имеет место вертикальное течение газа вверх со скоростью v'_0 . Размеры цилиндрической расчетной области V равны: $R = 20$ км, $Z = 20$ км, области V_0 : $R_0 = 5$ км, $H' = 12,5$ км. В области вне мезоциклона V/V_0 газ при $t = 0$ покоится, а давление и температура равны их значениям в невозмущенной атмосфере.

Таким образом, начальные условия вносят дополнительные к (1.4) определяющие параметры задачи

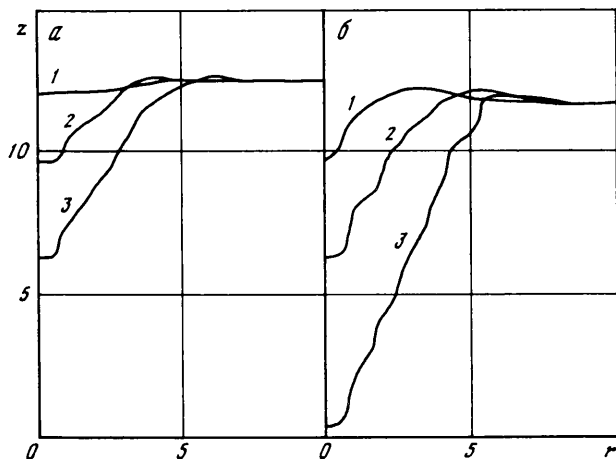
$$\Delta T = \frac{\Delta T'}{T_0}, \quad \alpha, \quad w_0 = \frac{w'_0}{\sqrt{Lg}}, \quad v_0 = \frac{v'_0}{\sqrt{Lg}} \quad (3.1)$$

Поставленная краевая задача решается для серии вариантов с фиксированными значениями определяющих параметров (1.4): $Re = 10^3$; $Pr = 1$; $\gamma = 1,4$, и различными значениями параметров (3.1), изменяющимися в интервалах

$$0 \leq \Delta T \leq 0,1; \quad 0,5 \leq \alpha \leq 1; \quad 0,005 \leq w_0 \leq 0,5; \quad 0 \leq v_0 \leq 0,5$$

В качестве начальных условий для выяснения возможности зарождения торнадо кроме "сценария": 1) уединенный мезоциклон, рассматриваются также "сценарии": 2) вращающееся на большой высоте протяженное облако и 3) симбиоз в виде пары объектов – мезоциклона и вращающегося непосредственно над ним облака.

В результате численного эксперимента, состоявшего из большого числа вариантов, было определено, что необходимым условием для зарождения торнадо удовлетворяют только варианты последнего третьего "сценария". Изолированный мезоциклон или вращающееся облако даже при верхних значениях параметра вращения w_0 (а, как показал эксперимент, этот параметр из набора ΔT , α , w_0 , v_0 играет доминирующую роль), т.е. с максимальным вращательным моментом $G = w_0 r$, не в состоянии в одиночку генерировать атмосферный вихрь в виде смерча – торнадо и в результате действий диссипации постепенно рассасывается, не меняя в ходе процесса качественно своей начальной вихревой структуры. И только в случае одновременного сосуществования этих двух атмосферных явлений: локального – мезоциклона и глобального – протяженного вращающегося облака над ним, создаются необходимые условия для зарождения торнадо.

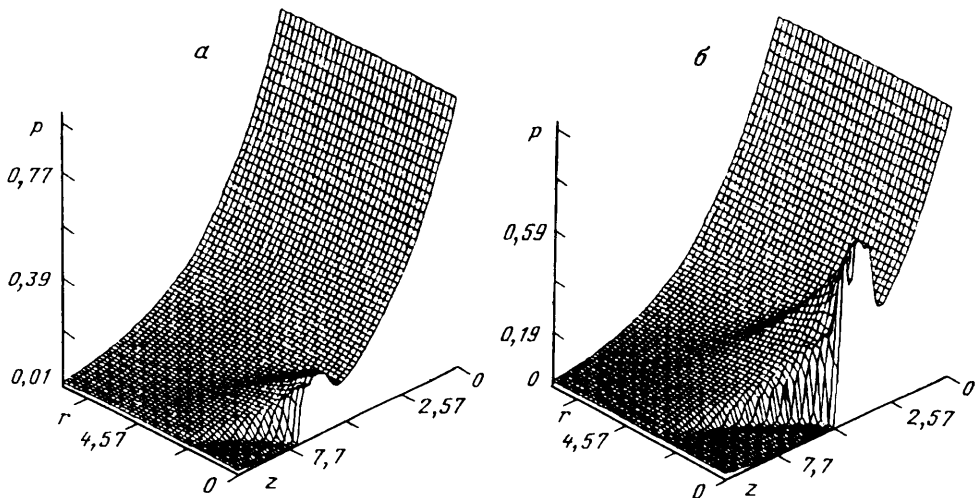


Фиг. 3. Картины эволюции воронки торнадо для случаев относительно "слабого" (а) и "сильного" (б) мезоциклонов (r и z , км)

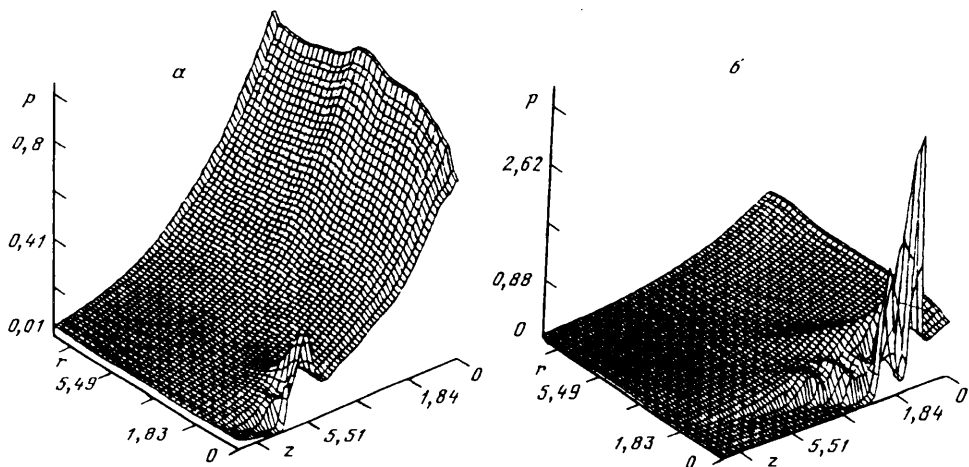
Взаимодействие пары мезоциклон – облако инициирует в верхней, прилегающей к облаку части мезоциклона концентрированный "вихревой заряд", который, разрастаясь, формирует вертикальную вихревую структуру тороидальной, вытянутой по направлению z формы. Причем в отличие от термика скорость, генерируемая собственной циркуляцией этого вихря, направлена вниз, и он опускается. Взаимодействие вертикальной и горизонтальной вихревых структур вызывает образование сложного спиралевидного течения и перераспределению энергии между ними таким образом, что горизонтальная циркуляция у оси мезоциклона резко увеличивается. Это ведет к усилению центробежных процессов и, как следствие, к значительному разрежению среды в ядре мезоциклона. Сформировавшееся спиральное течение обладает еще той особенностью, что нижележащие горизонтальные слои в нем вращаются быстрее, чем вышележащие, в результате чего центробежные процессы в них более интенсивны, быстрее происходит и разрежение среды. Это приводит к формированию волны сжатия, которая "обрушивается" вниз.

При ее прохождении вдоль оси z давление в окрестности оси становится выше, чем пониженное периферийное давление в ядре мезоциклона на той же высоте, в результате этого и по причине воздействия центробежных процессов волна сжатия начинает распространяться и в радиальном направлении, а за ней у оси симметрии образуется расширяющаяся разреженная область. По мере продвижения "обрушенной" волны к подстилающей поверхности и соответствующего распространения радиальной волны с запаздыванием по времени с уменьшением расстояния до Земли в ядре мезоциклона формируется разреженная вихревая структура в виде гигантской воронки. Эту структуру по всем характеристикам можно идентифицировать как классический смерч – торнадо.

На фиг. 3 представлены картины эволюции торнадо (по близкой к минимальной изобаре) для двух вариантов. В случае относительно "слабого" мезоциклона ($\Delta T = 0,07$; $\alpha = 0,75$; $w_0 = 0,3$; $v_0 = 0,1$) начальной энергии и вращательного момента не хватает для формирования смерча, который смог бы спуститься до поверхности Земли. Процесс развивается относительно медленно, образовавшееся торнадо зависит примерно на высоте 6,5 км над подстилающей поверхностью, окончательные размеры конуса воронки: радиус $r \approx 5$ км, высота $h \approx 6,5$ км (фиг. 3, а, кривые 1–3 показывают положение внешней границы торнадо для моментов времени $t \approx 280, 310, 325$ с соответственно).



Фиг. 4. Картины распределения давления в плоскости (r, z) для варианта "слабого" мезоциклона при $t = 310$ с (а) и $t = 320$ с (б) ($r \cdot 1,56$; $z \cdot 1,56$, км)



Фиг. 5. Картины распределения давления в плоскости (r, z) для варианта "сильного" мезоциклона при $t = 50$ с (а) и $t = 78$ с (б) ($r \cdot 1,56$; $z \cdot 1,56$, км)

Для "сильного" мезоциклона ($\Delta T = 0,1$; $\alpha = 0,5$; $w_0 = 0,5$; $v_0 = 0,3$) формируется торнадо, достигающее поверхности Земли. Процесс протекает быстро, размеры конуса воронки смерча по достижению им подстилающей поверхности равны: радиус $r \approx 5$ км, высота $h \approx 12$ км (фиг. 3, б, кривые 1-3 показывают положение внешней границы торнадо для моментов времени $t \approx 50, 70, 90$ с соответственно). Из сравнения кривых 3 на фиг. 3, а и 2 на фиг. 3, б (когда объемы воронок торнадо приблизительно равны) имеем, что формирование смерча во втором случае происходит примерно в 4 раза быстрее. По достижению скачком сжатия поверхности во втором случае происходит его отражение вовнутрь воронки, создающее втягивающую силу наподобие поршня насоса, характерную для реального торнадо.

На фиг. 4 представлены картины распределения давления в вертикальной плоскости сечения расчетной области (r, z) для варианта "слабого" мезоциклона для двух

моментов времени $t \approx 310, 320$ с. Хорошо прослеживаются эволюция волны сжатия, процессы ее распространения в аксиальном и радиальном направлениях и формирования в ядре мезоциклона конусоидальной области разрежения. Отметим, что в этом случае максимальная величина амплитуды волны не достигает значения давления на подстилающей поверхности (фиг. 4, б).

На фиг. 5 представлены аналогичные картины для варианта "сильного" мезоциклона для моментов времени $t \approx 50, 78$ с. Видно, что в данном случае процесс "обрушения" волны сжатия значительно более интенсивен, а амплитуда ее давления гораздо больше давления на поверхности Земли (фиг. 5, б).

Заключение. Настоящая работа является, по-видимому, первой, в которой получена воронкообразная спиральная вихревая структура, полностью удовлетворяющая характеристикам сильного смерча – торнадо. Во всех известных нам по литературным источникам работах полученные вихревые образования даже приблизительно нельзя идентифицировать как смерчи, несмотря на то, что в некоторых из них учитываются достаточно сложные физические процессы, сопутствующие образованию реальных торнадо (см., например, [12, 13]).

В рассмотренном нами "сценарии" формирования торнадо всегда образовывается топологически единообразная вихревая структура в виде воронки, хотя как из натурных наблюдений [1], так и из аналитических исследований [14] известно, что торнадо могут принимать двоякую форму – воронкообразную и струйную колоннообразную, а в силу вероятного возникновения неустойчивости возможны переходы от одного режима течения к другому (см. [14]). Это единообразие формы и устойчивость найденного решения связаны, по-видимому, с упрощениями в постановке задачи в настоящей работе и в первую очередь с предположением сухости воздуха. Учет же влажности, как известно [15], может привести к появлению в атмосфере неустойчивых слоев из-за интенсификации конвекции, связанной с перераспределением тепла из-за фазовых переходов, нагревом капельной фракции солнечной радиацией и длинноволновым выхолаживанием вершины облака, взаимодействующего с мезоциклоном.

Для получения более полной картины формирования торнадо следует, учитывая влажность, перейти к другому "сценарию" его зарождения, начиная с более ранней стадии, когда мезоциклон не задается априори, как в настоящей работе, а формируется из крупномасштабной конвективной ячейки за счет тех или иных термогазодинамических механизмов, инициирующих вокруг этой ячейки вращательный момент.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Snow J.T. The tornado // *Scient. Amer.* 1984. V. 250. № 4. P. 56–66.
2. Плейшанов А.С. К теории гидродинамической устойчивости смерчей (торнадо). М.: Науч.-исслед. энерг. ин-т. 1993. 63 с.
3. Гордин В.А. Математические задачи гидродинамического прогноза погоды: Аналитические аспекты. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 256 с.
4. Булатов В.В., Владимирцов Ю.В., Данилов В.Г., Доброхотов С.Ю. Пример вычисления траектории "глаза" тайфуна на основе гипотезы В.П. Маслова // *Докл. РАН.* 1994. Т. 338. № 1. С. 102–105.
5. Таблицы стандартной атмосферы. ГОСТ 4401-48. М.: Стандартизация, 1974. 68 с.
6. Шевелев Ю.Д. Пространственные задачи вычислительной аэрогидродинамики. М.: Наука, 1986. 367 с.
7. Андрущенко В.А., Горбунов А.А., Пасконов В.М., Чудов Л.А. Решение задачи о взаимодействии четырех приземных термик на многопроцессорном комплексе ЕС 1037-ЕС 2706 // *Мат. моделирование.* 1992. Т. 4. № 3. С. 40–52.
8. Жмакин А.И., Фурсенко А.А. Об одной монотонной разностной схеме сквозного счета // *Журн. вычисл. математики и мат. физики.* 1980. Т. 20. № 4. С. 1021–1031.
9. Shlien D.J. Some laminar thermal and plume experiments // *Phys. Fluids.* 1976. V. 19. № 8. P. 1089–1098.

10. Андрущенко В.А. Численное моделирование подъема приповерхностных термик // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 2. С. 129–135.
11. Махвиладзе Г.М., Мелихов О.И., Якуш С.Е. О численном моделировании подъема турбулентного термика в неоднородной сжимаемой атмосфере // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 1. С. 72–80.
12. Grasso L.D., Cotton W.R. Numerical simulation of a tornado vortex // J. Atmospheric Sci. 1995. V. 52. № 8. P. 1192–1203.
13. Walko R.L. The plausibility of substantial dry-adiabatic subsidence in a tornado core // J. Atmospheric Sci. 1988. V. 45. № 16. P. 2251–2267.
14. Shtern V., Hussain F. Hysteresis in a swirling jet as a model tornado // Phys. Fluids. A., 1993. V. 5. № 9. P. 2183–2195.
15. Мальбахов В.М. Исследование структуры торнадо // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1972. Т. 8. № 1. С. 17–28.

Москва

Поступила в редакцию
7.XII.1995