

10. Жохов В. А., Хомутский А. А. Атлас сверхзвуковых течений свободно расширяющегося идеального газа, истекающего из осесимметричного сопла // Тр. ЦАГИ.— 1970.— Вып. 1224.
11. Ashkenas H., Sherman F. S. Experimental methods in rarefied gas dynamics // Rarefied gas dynamics.— N. Y., 1966.— V. 2.
12. Jucks K. W., Huang Z. S. et al. The structure of the carbon dioxide dimer from near infrared spectroscopy // J. Chem. Phys.— 1987.— V. 86, N 8.
13. Pubanz G. A., Maroncelli M., Nibler J. W. CARS spectra of van der Waals complexes: the structure of the CO<sub>2</sub> dimer // Chem. Phys. Lett.— 1985.— V. 120, N 3.
14. Illies A. J., McKee M. L., Schlegel H. B. Ab initio study of the CO<sub>2</sub> dimer and the CO<sub>2</sub> ion complexes (CO<sub>2</sub>)<sub>2</sub><sup>+</sup> and (CO<sub>2</sub>)<sub>3</sub><sup>+</sup> // J. Phys. Chem.— 1987.— V. 91, N 6.
15. Brigot N., Odier S. et al. The structure of the carbon dioxide dimers // Chem. Phys. Lett.— 1977.— V. 49, N 1.
16. Böhm H. J., Ahlrichs R. et al. Intermolecular potentials for CH<sub>4</sub>, CH<sub>3</sub>F, CHF<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub>Cl, CH<sub>2</sub>Cl<sub>2</sub>, CH<sub>3</sub>CH and CO<sub>2</sub> // J. Chem. Phys.— 1984.— V. 81, N 3.
17. Calo J. M., Brown J. H. The calculation of equilibrium fractions of polar-polar, nonpolar-polar and ion dimers // J. Chem. Phys.— 1974.— V. 61, N 10.
18. Slanina Z. Cluster isomerism — theoretical treatments and thermodynamic consequences: a case study of C<sub>p</sub><sup>0</sup> with CO<sub>2</sub> clusters // Surface Sci.— 1985.— N 157.
19. Кондрагьев В. Н., Никитин Е. Е. Кинетика и механизм газофазных реакций.— М.: Наука, 1973.
20. Miller R. E., Watts R. O., Ding A. Vibrational predissociation spectra of nitrous oxide clusters // Chem. Phys.— 1984.— V. 83, N 1—2.
21. Dorfeld W. G., Hudson J. B. Condensation in CO<sub>2</sub> free jet expansion. II. Growth of small clusters // J. Chem. Phys.— 1973.— V. 59, N 3.
22. Maroncelli M., Hopkins G. A. et al. Coherent Raman and infrared spectroscopy of HCN complexes in free jet expansions and in equilibrium samples // J. Chem. Phys.— 1985.— V. 83, N 5.

Поступила 22/X 1987 г.

УДК 551.511 + 551.558.1 + 536.253

## ПОДЪЕМ ТУРБУЛЕНТНОГО ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ТЕРМИКА В НЕОДНОРОДНОЙ СЖИМАЕМОЙ АТМОСФЕРЕ

Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов, С. Е. Якуш

(Москва)

Эволюция в поле силы тяжести облаков легкого или тяжелого газа, образующихся в атмосфере, например, при извержениях вулканов, наземных и воздушных взрывах, аварийных выбросах на различных производствах, сопровождается целым рядом физических и механических эффектов, изучение которых имеет большое значение для решения актуальных вопросов экологии, физики атмосферы, вулканологии, теории горения и взрыва, техники пожаро- и взрывобезопасности.

Движение облака горячего газа (термика) в устойчиво стратифицированной атмосфере исследовалось многими авторами как экспериментально, так и теоретически. Обычно выделяют три основные стадии подъема. На начальной стадии формируется торoidalное вихревое течение. Всплывающий под действием архимедовой силы нагретый газ вовлекает в движение окружающую среду, при этом облако приобретает характерную грибовидную форму с резким передним температурным фронтом. В течение последующей стадии подъема форма облака остается примерно подобной самой себе, а координата его верхней кромки увеличивается со временем по закону  $z_R \sim t^{1/2}$ . Эта стадия получила название автомодельной, хотя, как известно, соответствующее автомодельное решение, приводящее к корневому закону подъема, построено только в приближении Буссинеска для случая безразличной стратификации атмосферы. Наконец, на заключительной стадии движения термика наличие устойчивой стратификации атмосферы приводит к замедлению его подъема и зависанию. При этом термик совершает затухающие колебания около точки зависания.

Первоначально динамика подъема термиков изучалась с помощью одномерных моделей, в которых использовались осредненные по объему характеристики облака и привлекались дополнительные гипотезы о характере вовлечения внешней среды в тело термика [1—3]. Более полные неоднородные модели исследовались асимптотическими и приближенными методами. С развитием вычислительной техники стало возможным проводить детальные численные расчеты эволюции термиков, причем в большинстве работ использовалась система уравнений несжимаемой жидкости в приближении Буссинеска. Наиболее полное аналитическое и численное исследование осесимметричного турбулентного термика на основе этой модели проведено в [4]. Каждая стадия рассчитывалась отдельно, а полученные решения состыковывались между собой.

В расчетах на основе системы уравнений Навье — Стокса для сжимаемого газа изучались начало движения — формирование вихревого кольца [5, 6], подъем и взаимодействие пары термиков [7], физико-химические процессы в термике, вызванные наличием в облаке химически активной или инертной дисперсной примеси [8, 9], течение типа термика, возникающее при горении горизонтального слоя горючего [10], вынос аэрозольных частиц в стратосферу горячим термиком [11]. Более подробный обзор и библиография приведены в [4, 12].

Следует отметить, что, несмотря на значительное количество работ по численному моделированию эволюции термиков, большой интерес представляет изучение более полных и сложных моделей, учитывающих как температурную, так и весовую сжимаемость, наличие подстилающей поверхности и ветра, влияние различной температурной стратификации атмосферы. Должен быть обоснован выбор эффективных коэффициентов переноса, учитывающих турбулентный характер течения. Необходима также разработка численных методик, позволяющих проводить полный расчет конвективных течений в атмосфере с большим вертикальным масштабом.

В данной работе на основе уравнений Навье — Стокса для вязкого и теплопроводного сжимаемого газа численно исследуется подъем осесимметричного турбулентного термика в стратифицированной атмосфере. Значения коэффициентов турбулентного переноса выбираются из условия соответствия расчетного закона подъема верхней кромки термика на автомодельной стадии движения экспериментальным зависимостям. Проведен сквозной расчет всех стадий процесса вплоть до зависания облака. Подробно анализируется эволюция температурного поля и вихревой структуры течения в ходе термогравитационных колебаний облака вблизи точки зависания. Выявлена зависимость характера течения газа от фазы колебания.

1. Пусть в начальный момент над плоской горизонтальной поверхностью образовалось неподвижное сферическое облако нагретого газа (термик). Под действием архимедовой силы облако начинает подниматься. Задача состоит в расчете всех стадий эволюции термика вплоть до выравнивания температур.

Введем цилиндрическую систему координат  $(r, z)$ , начало которой находится на подстилающей поверхности под центром термика, и безразмерные переменные, выбрав в качестве масштабов начальный радиус облака  $R$ , скорость  $\sqrt{Rg}$ , время  $\sqrt{R/g}$ , плотность, температуру и давление невозмущенной атмосферы у поверхности  $\rho_0, T_0, p_0 = \rho_0 R_0 T_0$  (газ считается совершенным,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $R_0$  — газовая постоянная).

Нестационарное осесимметричное движение вязкого сжимаемого теплопроводного газа в безразмерных переменных описывается следующей системой уравнений:

$$(1.1) \quad \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{U} = 0 \quad \left( \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \right);$$

$$(1.2) \quad \rho \frac{d\mathbf{U}}{dt} = - \frac{1}{\gamma M^2} \nabla p + \rho \mathbf{f} + \frac{1}{\operatorname{Re}} \left[ \Delta \mathbf{U} + \frac{1}{3} \nabla (\operatorname{div} \mathbf{U}) \right];$$

$$(1.3) \quad \rho \frac{dT}{dt} = - (\gamma - 1) p \operatorname{div} \mathbf{U} + \frac{\gamma}{\operatorname{Re} \operatorname{Pr}} \Delta T, \quad p = \rho T;$$

$$(1.4) \quad M^2 = Rg/\gamma R_0 T_0, \quad \operatorname{Re} = R \sqrt{Rg} \rho_0/\eta, \quad \gamma = c_p/c_v,$$

$$\operatorname{Pr} = c_p \eta/\lambda, \quad \mathbf{f} = (0, -1), \quad \mathbf{U} = (u, v), \quad \Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

где  $t$  — время;  $\rho, \mathbf{U}, p, T$  — плотность, скорость, давление и температура газа;  $M, \operatorname{Re}, \operatorname{Pr}$  — числа Маха, Рейнольдса и Прандтля;  $\eta$  и  $\lambda$  — коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности;  $c_p$  и  $c_v$  — теплоемкости газа при постоянном давлении и постоянном объеме.

Для рассматриваемых облаков радиусом  $R \sim 10^2 - 10^3$  м, начальная температура в центре которых  $T_c \sim (10 - 20)T_0$ , построенное по молекулярной вязкости воздуха  $\operatorname{Re} \sim 10^8 - 10^{10}$  ( $\eta/\rho_0 \sim 10^{-1}$  см<sup>2</sup>/с). Число Рэлея, характеризующее интенсивность конвекции,  $\operatorname{Ra} = \operatorname{Re}^2 \operatorname{Pr} (T_c - T_0)/T_0 \sim 10^{17} - 10^{21}$ . Как показывают эксперименты [4], при таких  $\operatorname{Ra}$  движение носит развитый турбулентный характер. Это учитывается введением вместо ламинарных коэффициентов переноса эффективных («турбулентных») постоянных величин. Значения  $\operatorname{Re}$  и  $\operatorname{Pr}$  в (1.2), (1.3), таким образом, представляют собой турбулентные аналоги соответствующих ламинарных критериев.

Эволюцию облака удобно проследить путем введения пассивной (не оказывающей обратного влияния на движение газа) примеси, концентрация которой  $c = \rho_2/\rho$  ( $\rho_2$  — плотность примеси) удовлетворяет уравнению конвективной турбулентной диффузии

$$(1.5) \quad \frac{\partial \rho c}{\partial t} + \text{div}(\rho c \mathbf{U}) = \frac{1}{\text{ReSc}} \Delta c.$$

В (1.5) полагается, что коэффициент диффузии  $D \sim 1/\rho$ , а  $\text{Sc} = \eta/\rho D$  есть турбулентный аналог числа Шмидта. В расчетах принималось  $\text{Sc} = \text{Pr}$ .

Начальные условия имеют вид

$$(1.6) \quad \begin{aligned} t = 0, \quad T(r, z) &= T_a(z) + \Theta_0 \exp[-(r^2 + (z - H)^2)], \\ p(r, z) &= p_a(z), \quad \rho_2(r, z) = \exp[-(r^2 + (z - H)^2)], \\ \mathbf{U} &= 0, \quad \rho(r, z) = p(r, z)/T(r, z), \end{aligned}$$

что отвечает неподвижному сферическому облаку нагретого газа, находящемуся на высоте  $H$ , причем пространственное распределение избыточной температуры гауссовское, характерный радиус которого выбран в качестве масштаба длины. В (1.6)  $T_a$  и  $p_a$  — распределения по высоте температуры и давления невозмущенной атмосферы,  $\Theta_0$  — начальная избыточная температура в центре термика.

Граничные условия, учитывающие симметрию на оси, прилипание газа на подстилающей поверхности, являющейся адиабатичной и непроницаемой для пассивной примеси, а также отсутствие возмущений на бесконечности, записываются как

$$(1.7) \quad \begin{aligned} r = 0, \quad u = 0, \quad \partial \varphi / \partial r = 0 \quad (\varphi = \{\rho, v, p, T, c\}), \\ z = 0, \quad \mathbf{U} = 0, \quad \partial T / \partial z = 0, \quad \partial c / \partial z = 0, \quad r^2 + z^2 \rightarrow \infty, \quad \mathbf{U} = 0, \\ p = p_a, \quad T = T_a, \quad \rho = \rho_a, \quad c = 0. \end{aligned}$$

Температурная стратификация атмосферы задавалась согласно модели международной стандартной атмосферы [4]. В размерных переменных

$$(1.8) \quad \frac{g}{T_a} \left( \frac{dT_a}{dz} + \frac{g}{c_p} \right) = N^2$$

(параметр  $N^2$  определяет стратификацию среды). До тропопаузы (ее высота  $H_T = 10-16$  км в зависимости от широты и времени года)  $N^2 = N_1^2 = \text{const} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{с}^{-2}$ , выше тропопаузы  $N^2 = N_2^2 = \text{const} = 4,4 \times 10^{-4} \text{с}^{-2}$ . В безразмерных переменных (1.8) принимает вид

$$\frac{1}{T_a} \left( \frac{dT_a}{dz} + (\gamma - 1) M^2 \right) = k, \quad k = N^2 R / g.$$

Распределение давления  $p_a(z)$  находилось по известному полю температуры  $T_a(z)$  интегрированием уравнения гидростатического равновесия  $dp_a/dz = -\gamma M^2 \rho_a = -\gamma M^2 p_a / T_a$  ( $\rho_a$  — распределение плотности невозмущенной атмосферы).

Отметим, что рассматриваемая модель сжимаемой среды позволяет правильно описывать начальный участок подъема термика, когда велика разность плотностей термика и окружающей атмосферы (неприменимо приближение Бусинеска), а также эволюцию крупных термиков, поднимающихся на большие высоты, когда существенную роль начинает играть статическая (весовая) сжимаемость — изменение плотности атмосферы с высотой.

2. При выборе значений  $\text{Re}$  и  $\text{Pr}$  применялся подход, аналогичный развитому в [4]. Как показывают эксперименты, на автомодельном участке подъема справедлива зависимость

$$(2.1) \quad z_K - z_0 \approx 4,35 \Pi_0^{1/2} t^{1/2},$$

где  $z_k$  — координата верхней кромки;  $z_0$  — положение виртуального источника;  $\Pi_0$  — начальный запас плавучести облака [4, 13]. Поэтому выбор расчетных коэффициентов турбулентного переноса можно производить, исходя из сравнения автомоделной координаты верхней кромки  $\zeta_k = (dz_k/dt^{1/2}) \Pi_0^{-1/4}$  с экспериментальным значением  $\zeta_{\infty} \approx 4,35$ .

Значение  $\Pi_0$ , которое при обработке опытных данных в [4, 13] вычислялось через тепловую энергию образования термика  $Q_0$  по формуле  $\Pi_0 = g\beta Q_0 / (2\pi\rho_a c_p)$  ( $\beta = 1/T_a$ ), возникает естественным образом при использовании приближения Буссинеска: в этом случае плавучесть является интегралом движения на начальной и автомоделной стадиях наряду с  $Q_0$ . Для сжимаемого газа, как показано в [12], на указанных стадиях

сохраняется только тепловая энергия  $Q_0 = 2\pi \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \rho c_p (T - T_a) r dr dz$ . Имея

в виду сравнение результатов расчетов движения термика в сжимаемой среде с экспериментальной зависимостью (2.1), преобразуем последнюю так, чтобы в нее вошла сохраняющаяся в ходе процесса энергия  $Q_0$ . Тогда  $z_k - z_0 \approx 4,35 \left( \frac{g\beta}{2\pi\rho_a c_p} Q_0 \right)^{1/4} t^{1/2}$  или в безразмерных переменных, введенных в п. 1,

$$(2.2) \quad z_k - z_0 \approx 4,35 I_0^{1/4} t^{1/2}, \quad I_0 = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \rho (T - T_a) r dr dz,$$

при этом  $\zeta_{\infty} = (dz_k/dt^{1/2}) I_0^{-1/4}$ . Экспериментальная зависимость (2.2) использовалась для выбора расчетных значений  $Re$  и  $Pr$  путем сопоставления с найденной в результате расчетов в [12] достаточно общей критериальной зависимости вида  $\zeta_{\infty} = f(Gr, H)$ ,  $Gr = Ra/Pr$ , справедливой в широком диапазоне начальных условий. Вопрос об определении турбулентных коэффициентов переноса, обеспечивающих согласие закона подъема верхней кромки облака с экспериментом, подробно рассмотрен в [4, 12] для несжимаемой и сжимаемой сред соответственно.

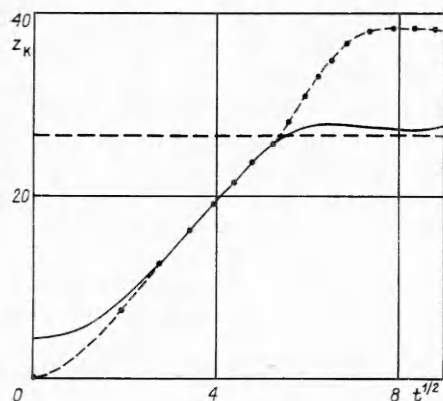
Задача (1.1)—(1.7) решалась численно конечно-разностным методом с использованием трехслойной неявной схемы расщепления [14], которая была модифицирована в [12] с целью улучшения консервативных свойств. Расчеты велись на подвижных неравномерных сетках  $40 \times 50$  с применением переменного шага по времени. Расчет одного варианта до зависания требует 2,5 ч, полного варианта — 4—5 ч машинного времени (ЭВМ ЕС 1055).

3. Сквозной расчет всех стадий эволюции термика проводился для безразмерных параметров  $\gamma = 1,4$ ,  $M = 0,23$  ( $1/\gamma M^2 = 13,5$ ),  $Re = 20,4$ ,  $Pr = Sc = 1,0$ ,  $H = 2,63$ ,  $\Theta_0 = 21,0$ ,  $k_1 = 7,27 \cdot 10^{-3}$ ,  $k_2 = 2,66 \cdot 10^{-2}$ ,  $H_T = 26,9$ , которые отвечают, например, облаку, образующемуся при взрыве мощностью  $W = 4,18 \cdot 10^9$  МДж на высоте 1560 м ( $R = 594$  м,  $T_0 = 273$  К,  $p_0 = 0,1$  МПа).

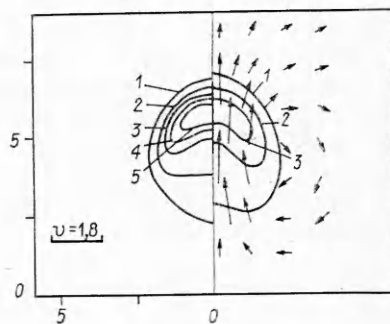
Динамика подъема верхней кромки термика представлена на рис. 1 в виде зависимости  $z_k(t^{1/2})$ : сплошная кривая — расчетные результаты, точки и штриховая линия — экспериментальные данные [1, 15], горизонтальная штриховая линия — положение тропопаузы.

При подъеме термика последовательно наблюдаются все перечисленные выше основные стадии. На начальной стадии ( $t \leq 5,9$ ) термик «разгоняется» и плавно выходит на автомоделную стадию ( $5,9 \leq t \leq 19,5$ ), которая характеризуется линейным участком зависимости  $z_k(t^{1/2})$ . Затем наступает стадия зависания, расчет которой проведен до половины периода первого колебания.

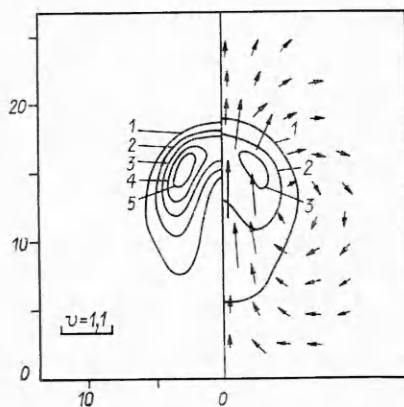
На большом временном интервале получено хорошее соответствие расчетных и экспериментальных результатов. Заметное расхождение кривых начинается на стадии зависания. Анализ экспериментальной зависимости [1, 15] показывает, что, начиная с высоты  $\sim 16$  км, происходит увеличение скорости подъема термика, тогда как в расчетах она монотон-



Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3

но уменьшается, поэтому высоты зависания оказываются различными. Расхождение результатов на больших высотах объясняется, по-видимому, тем, что расчетное значение параметра стратификации не отвечает экспериментальному (в [1, 15] таких данных нет). Отметим, что на стадии зависания, когда температура облака близка к температуре атмосферы и интенсивность конвективного движения, порожденного термиком, мала (для приведенного выше конкретного примера скорость газа на этой стадии не превышает 10—15 м/с, тогда как на начальном и автомоделном участках она гораздо выше — 100—160 м/с), может сказаться также

воздействие таких неучтенных факторов, как ветер, восходящие потоки воздуха и т. п.

Перейдем к детальному рассмотрению отдельных стадий эволюции термика. На начальном участке нагретый газ вовлекает в движение окружающую среду, что приводит к формированию тороидального вихревого течения. При этом сферическое вначале облако трансформируется в характерное грибовидное образование. Области максимальной температуры и максимальной плотности примеси находятся вблизи оси симметрии. Максимальная скорость ( $v \sim 2,1-2,2$ ) подъема газа достигается на оси. Структура термика в момент  $t = 4,49$  приведена на рис. 2. Слева изображены изолинии избыточной температуры  $\Theta = T - T_a$  ( $\Theta = 0,13; 0,26; 0,39; 0,52; 0,65$  — кривые 1—5), справа — изолинии плотности примеси  $\rho_2$ , стрелками нанесено поле скорости. Здесь и далее значения  $\rho_2$  на изолиниях равны  $1/6, 3/6, 5/6$  от максимальной в данный момент величины  $\rho_{2m}$  (при  $t = 4,49$   $\rho_{2m} = 0,10$ ). Такое же расположение изолиний и на рис. 3—6.

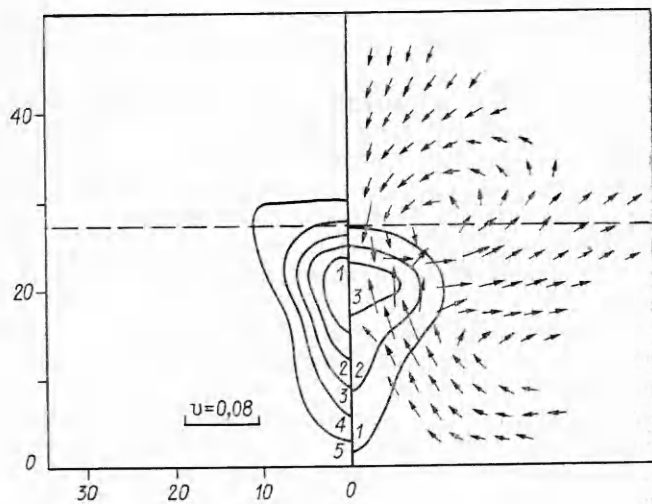
На автомоделной стадии подъема облако расширяется, оставаясь примерно подобным самому себе. Тороидальный вихрь увеличивается в размерах, поднимаясь вместе с термиком. Области максимальной температуры и наибольшей плотности примеси отходят от оси на периферию, причем, как отмечено в [6], положение центра завихренности не совпадает с наиболее горячей областью. Хотя газ в облаке остывает, переохлаждения не происходит: температура термика остается выше температуры атмосферы. Структура течения в момент  $t = 14,7$  показана на рис. 3 ( $\Theta \cdot 10^2 = 0,8; 1,7; 2,7; 3,7; 4,6$  — линии 1—5,  $\rho_{2m} = 1,4 \cdot 10^{-2}$ ).

Заключительная стадия характеризуется относительно малыми перепадами температуры. На этом этапе большую роль начинает играть стра-

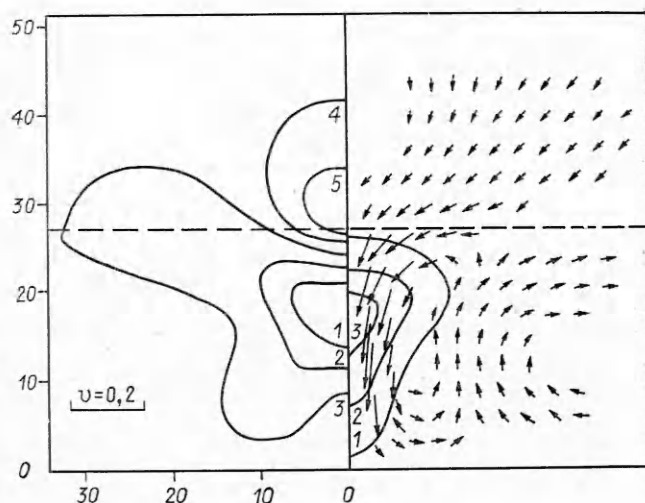
тификация атмосферы: устойчивая стратификация ( $N^2 > 0$ ) вызывает зависание облака на некоторой высоте, причем оно совершает термогравитационные колебания относительно этого положения равновесия [4].

Интенсивное подъемное движение газа, сформировавшееся у оси в течение первых двух стадий, приводит к тому, что газ по инерции проходит положение равновесия и переохлаждается по отношению к атмосфере. Происходит инверсия температурного поля: на оси симметрии образуется область с более низкой температурой, тогда как на периферии находится более горячий газ. Поле скоростей по-прежнему является тороидальным (один вихрь с подъемом газа у оси и опусканием на периферии).

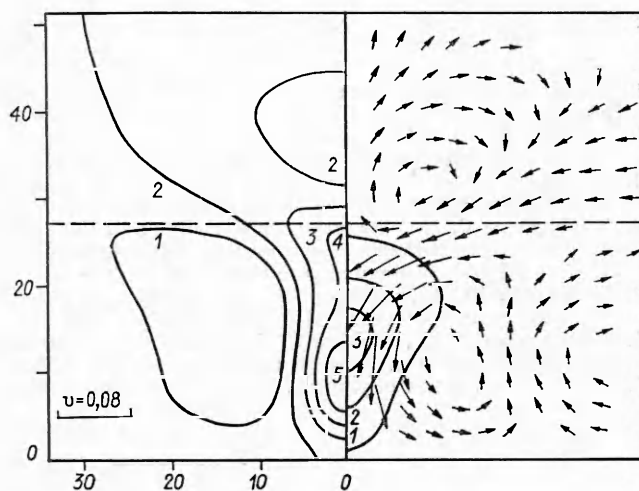
В дальнейшем продолжающийся подъем газа приводит к полному переохлаждению облака и зарождению над основным вихрем вторичного с противоположным вращением. Точке максимального подъема облака отвечает система из двух вихрей приблизительно равной интенсивности (рис. 4,  $t = 39,5$ ,  $\Theta \cdot 10^2 = -2,6; -1,9; -1,4; -0,8; -0,3$  — линии 1—5,  $\rho_{2m} = 2,5 \cdot 10^{-3}$ ). Поскольку теперь в облаке находится холодный, более тяжелый газ, то оно на-



Р и с. 4



Р и с. 5



Р и с. 6

чинает опускаться под действием силы тяжести. При этом первоначальный вихрь смещается на периферию, а вторичный расширяется, захватывая область у оси, где формируется нисходящий поток газа (рис. 5,  $t = 56,6$ ,  $\Theta \cdot 10^3 = -7,0; -3,7; -0,4; 3; 6,3$ —линии 1—5,  $\rho_{2m} = 2,3 \cdot 10^{-3}$ ).

Последующая эволюция вихревой картины сходна с описанной выше. Облако, опускаясь, снова по инерции проходит точку равновесия и теперь уже перегревается по отношению к атмосфере. В нижней точке вновь образуется система противоположно закрученных вихрей (рис. 6,  $t = 73,5$ ,  $\Theta \cdot 10^3 = -0,8; 1,5; 3,7; 5,9; 8,2$  — линии 1—5,  $\rho_{2m} = 2,2 \cdot 10^{-3}$ ), затем у оси возникает восходящее движение газа, вызывающее подъем термика, и т. д.

Таким образом, термогравитационные колебания облака сопровождаются формированием периодически перестраивающейся системы крупномасштабных вихрей со сменой направления вращения (реверсом) основного вихря. Верхнему и нижнему положению облака соответствует система противоположно закрученных вихрей, а моментам прохождения положения равновесия отвечает наличие одного вихря, в котором направление скорости газа у оси совпадает с направлением движения облака.

В [4] отмечалось, что стратосфера сильнее подавляет восходящие конвективные потоки, поскольку выше тропопаузы воздух практически изотермичен, и газ быстрее теряет плавучесть. Вследствие этого при выходе термика в стратосферу наблюдается сильное «растекание» облака вдоль тропопаузы. Приведенный в данной работе пример сквозного расчета относится к случаю, когда основная часть термика при зависании находится в тропосфере, поэтому такое растекание не выражено.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Онуфриев А. Т. Теория движения вихревого кольца под действием силы тяжести. Подъем облака ядерного взрыва // ПМТФ. — 1967. — № 2.
2. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. — М.: Мир, 1977.
3. Коган Е. Л., Мазин И. Б., Сергеев Б. Н., Хворостьянов В. И. Численное моделирование облаков. — М.: Гидрометеиздат, 1984.
4. Гостинцев Ю. А., Лазарев В. В., Солодовник А. Ф., Шацких Ю. В. Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере. — Черноголовка, 1985. — (Препр./ИХФ АН СССР).
5. Глаголева Ю. П., Жмайло В. А., Мальшакова В. Д. и др. Образование кольцевого вихря при всплывании легкого газа в тяжелом // ЧММСС. — 1974. — Т. 5, № 1.
6. Андрущенко В. А., Кестенбойм Х. С., Чудов Л. А. Движение газа, вызванное точечным взрывом в неоднородной атмосфере // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1981. — № 6.
7. Андрущенко В. А., Кестенбойм Х. С., Чудов Л. А. Расчет подъема и взаимодействия термиков в атмосфере (осесимметричная и пространственная задачи) // Турбулентные струйные течения. — Таллин, 1985.
8. Махвиладзе Г. М., Николова И. П. Развитие очага горения в реагирующем газе в условиях естественной конвекции. — М., 1981. — (Препр./Ин-т пробл. механики; № 189).
9. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. Динамика и осаждение неизотермического облака газозвеси. — М., 1982. — (Препр./Ин-т пробл. механики; № 207).
10. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный расчет газодинамических процессов, сопровождающих горение конденсированных веществ // ФГВ. — 1980. — № 4.
11. Гостинцев Ю. А., Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. Вынос аэрозольных частиц в стратосферу горячим термиком // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1987. — № 6.
12. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И., Якуш С. Е. Турбулентный осесимметричный термик в неоднородной сжимаемой атмосфере. Численное исследование. — М., 1987. — (Препр./Ин-т пробл. механики; № 303).
13. Гостинцев Ю. А., Матвеев Ю. С. и др. К вопросу о физическом моделировании турбулентных термиков // ПМТФ. — 1986. — № 6.
14. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный метод исследования нестационарных пространственных движений сжимаемого газа // ИФЖ. — 1980. — Т. 38, № 3.
15. Действие ядерного оружия/Под ред. П. С. Дмитриева. — М.: Воениздат, 1965.

Поступила 18/IX 1987 г.