

УДК 532.517.4:551.558.1

© 1996 г. В.А. АНДРУШЕНКО, А.А. ГОРБУНОВ

## О НЕКОТОРЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ВСПЛЫВАНИЯ ДВУХ ОБЪЕМОВ НАГРЕТОГО ГАЗА

Численно исследуется трехмерное взаимодействие пары разнесенных в пространстве по горизонтали термиков. Выяснено, что расстояние между термиками оказывает определяющее влияние на характер их взаимодействия и высоту подъема пары и на структуру воздушных потоков в тропосфере и стратосфере, инициированных этой парой.

Численное изучение подъема и взаимодействия пар и групп термиков имеет важное значение для многих практических приложений в экологии, вулканологии, теории горения и взрыва. С помощью соответствующих расчетов можно давать рекомендации по непрерывному (струи) или импульсному (термики) способу выброса промышленных отходов и по оптимальному взаимному расположению источников выбросов с целью выноса отходов на большие высоты, где интенсивные ветровые потоки рассеят их на значительные расстояния, сильно снизив концентрацию вредных примесей, так что их оседание не вызовет сильного загрязнения окружающей среды. Разработанные численные методы могут использоваться при исследовании возможных аварийных ситуаций на АЭС. Зная интенсивность выбросов и розу ветров в данной местности, можно достаточно точно оценить зону заражения продуктами распада и соответствующие уровни радиации в зависимости от расстояния и азимутального угла от места аварии.

Эти методы могут также использоваться в метеорологии для изучения конвективного теплообмена в атмосфере и в климатологии для оценки влияния облаков извержения вулканов на погодные условия.

1. Рассматривается задача о взаимодействии двух эруптивных облаков, образовавшихся в результате гипотетически одновременно произошедших вулканических взрывов одинаковой мощности при расстоянии между кратерами  $L'$ . Физическая постановка задачи такова: в некоторый начальный момент времени  $t = 0$  на высоте  $H'$  имеется пара неподвижных горячих сферических облаков-термиков одинакового радиуса  $R'_0 = H' = 0,17\Delta$  (здесь  $\Delta$  – высота однородной атмосферы), разнесенных по горизонтали на расстояние  $L'$  и с распределением температуры в них по закону

$$T = T_0 + (T'_1 - T_0) \exp[-(bR/R'_0)^2], \quad T_0 = 288 \text{ К}, \quad T'_1 = 3540 \text{ К}$$

Задача модельная, так что сложный химический состав облаков и содержание в них пылевзвеси игнорируются – газ считается совершенным с постоянным показателем адиабаты  $\gamma$ .

В качестве математической модели используется система уравнений Навье – Стокса для сжимаемого теплопроводного газа в декартовых координатах [1]. Расчетная область – прямоугольный параллелепипед. Центры термиков лежат на оси  $x$ . Задача имеет плоскость симметрии  $y = 0$ , т.е. в расчетной области располагаются половины термиком, а на плоскости  $y = 0$  ставятся условия симметрии. Начальные и

граничные условия аналогичны приведенным в [1], за исключением нижней границы. На нижней границе, в данном случае на поверхности Земли ( $z = 0$ ), выбираются условия прилипания, непротекания и теплоизоляции:

$$z = 0: \quad u = v = w = 0, \quad \partial T / \partial z = 0$$

Исходная система дифференциальных уравнений, начальные и граничные условия обезразмериваются с помощью следующих масштабов:  $\Delta$  – для длины,  $\sqrt{\Delta / g}$  – для времени,  $\sqrt{\Delta g}$  – для скорости,  $T_0 = T_a(0)$  – для температуры,  $\rho_0 = \rho_a(0)$  – для плотности. Здесь  $T_a(0)$ ,  $\rho_a(0)$  – значения температуры и плотности на поверхности Земли соответственно. За модель атмосферы выбирается стандартная атмосфера.

Определяющие параметры задачи следующие: число Прандтля  $Pr = \mu c_p / k$ , число Маха  $M = \sqrt{\Delta g / \gamma R^* T_0}$  показатель адиабаты  $\gamma = 1,4$ ,  $T_1 = T_1' / T_0 = 12,3$ ,  $R_0 = R_0' / \Delta = 0,17$ ,  $H = H' / \Delta = 0,17$ .

Здесь  $\mu$ ,  $k$  – постоянные коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности соответственно,  $c_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении. Параметр  $L = L' / \Delta$  варьируется: 0,34 (вариант I), 0,51 (вариант II), 0,85 (вариант III), 1,7 (вариант IV).

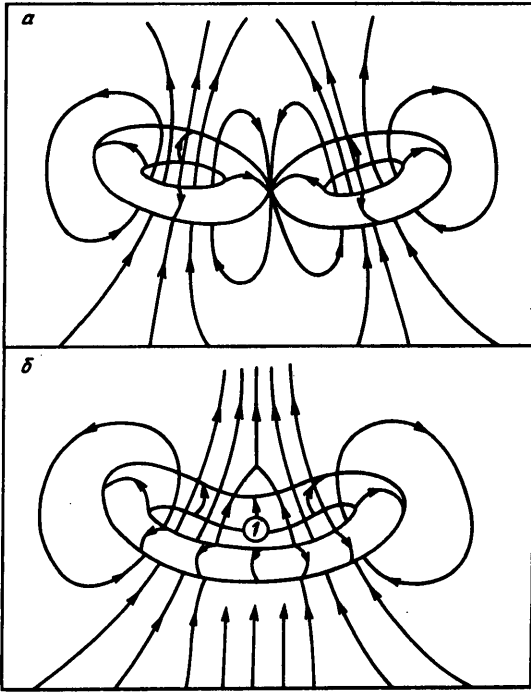
Отдельно остановимся на выборе числа Рейнольдса. Молекулярное число Рейнольдса  $Re = \Delta \sqrt{\Delta g} \rho_0 / \mu \approx 10^{10}$ , но, как показывают многочисленные эксперименты, течение в термиках быстро турбулизуется, а турбулентная вязкость на несколько порядков больше молекулярной. Это обстоятельство реализуется простейшим способом – введением в уравнения Навье – Стокса эффективного числа Рейнольдса  $Re_{ef}$ .

Выбор величины  $Re_{ef}$  производился с помощью серии расчетов всплывания одиночного термика (задача решалась в осесимметричной постановке) и сопоставлением результатов по его подъему и остыванию с данными экспериментов, приведенных в [2], и расчетов, в которых в рамках полуэмпирической теории учитывался турбулентный перенос по методу, предложенному в [3, 4]. Сравнение результатов по высоте и скорости подъема и по максимальной температуре в зависимости от времени для крупномасштабного термика показало их удовлетворительное совпадение при значениях  $Re_{ef} = 10^3$ . Это значение турбулентного числа Рейнольдса и использовалось в расчетах, результаты которых приведены ниже.

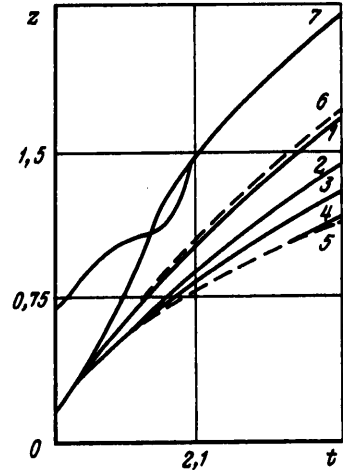
Задача решалась численно при помощи явной конечно-разностной схемы расщепления, близкой к схеме [5] и обобщенной на трехмерный случай.

2. Начнем с обсуждения наиболее интересных результатов расчета варианта II ( $L = 0,51$ ). Всплывая, термики трансформируются в пару вихревых колец со струйными течениями через их внутренние отверстия. Пока интенсивность этих струй относительно мала, они остаются параллельными друг другу. Постепенно в результате усиления циркуляционных течений в обоих кольцах происходит увеличение интенсивности этих центральных струй. Параллельные струи из-за взаимозежкции [6] притягиваются своими верхними частями, что также можно классифицировать как проявление эффекта Коанда [7]; в результате примерно при  $t = 0,7$  происходит их заметное отклонение от вертикали.

Встречный наклон центральных струй друг к другу приводит в свою очередь к встречному наклону самих вихревых колец, так что их сближенные части оказываются ниже более удаленных (фиг. 1, а). Постепенно струи в области над вихревыми кольцами сливаются в одну струю, а сами кольца в силу естественного расширения приходят в соприкосновение. Процесс дальнейшего расширения колец к моменту времени  $t \approx 3,1$  приводит к разрушению их внутренних сближенных фрагментов и образованию моновихря с опущенными центральными частями и с приподнятыми периферийными (фиг. 1, б). Прослеженный в результате расчетов процесс слияния двух колец в единое образование во всех деталях подтверждается лабораторными данными [8].



Фиг. 1



Фиг. 2

К моменту времени  $t \approx 5$  в результате усиленного вовлечения в зону пониженного давления (зона 1 на фиг. 1, б, см. подробности в [6, 7]) газа, расположенного под моно-вихрем, происходит разрушение уже ослабшего циркуляционного течения с образованием обширного, расходящегося веером, струйного потока.

Для варианта I ( $L = 0,34$ ) процессы подъема и взаимодействия термиков происходят совершенно по-другому. Так как в этом случае  $L = 2R_0$ , то термики уже с самого начала соприкасаются. И поэтому, так и не успев трансформироваться в "полноценные" вихревые кольца, они к моменту времени  $t \approx 1,4$  сливаются в единый вихрь, хотя и растянутый по горизонтали (по оси  $x$ ), но имеющий вид "классического" тора в том смысле, что он не имеет опущенной, как в варианте II, внутренней части. Слияние двух втекающих снизу струй в этом случае происходит непосредственно в створе тора, поэтому зоны пониженного давления сверху у него нет, и струйный дополнительный поток не образуется. В результате циркуляционное движение не разрушается и тор всплывает вверх как единое образование по известному закону  $z \sim t^{1/2}$ .

Для варианта III ( $L = 0,85$ ) процессы подъема и взаимодействия пары тепловых объектов также имеют свои особенности. Хотя качественно он близок к варианту II, но из-за большего расстояния между термиками, а следовательно, из-за более позднего соприкосновения колец, перемычка между ними не успевает разрушиться, и трансформация вращательного движения в струйное реализуется в момент времени  $t = 6,1$  до объединения системы двух вихрей в моновихрь.

Для варианта IV ( $L = 1,7$ ) взаимодействие между вихрями практически отсутствует, и они всплывают каждый сам по себе как одиночный аналог.

Рассмотрим теперь, как начальное расположение термиков в пространстве влияет на высоту их подъема. В [9] на основе упрощенной модели утверждалось, что для облаков множественных ядерных взрывов, не слишком далеко расположенных друг от друга и происходящих почти одновременно, подъем происходит как подъем одиночного

облака с эквивалентной суммарной энергией. Как показывают данные расчеты, дело обстоит значительно сложнее.

На фиг. 2 сплошные кривые 1–4 показывают высоты подъема пар  $z(t)$  для соответствующих вариантов. Штриховые кривые 5, 6 обозначают высоты подъема отдельных термиков с одиночной и двойной тепловой энергией. Как видно на фиг. 2, к-кривой 6 близка только кривая 1, что и понятно, так как в этом случае соприкасающиеся с самого начала термики практически составляют единое целое. Кривая 4 совпадает с кривой 5 – это также ясно из предыдущего текста. Кривые же 2 и 3 в логической последовательности расположены между ними.

Разветвленная кривая 7 на фиг. 2 показывает траектории движения двух соосных термиков. Видно, что после слияния и образования моновихря его траектория почти параллельна траектории термика с двойной энергией.

В заключение отметим, что применение конвейерно-векторной вычислительной системы ЕС 1055М – ЕС 2655 и распараллеливание программы позволило увеличить скорость счета по крайней мере на порядок.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андрущенко В.А., Горбунов А.А., Кестенбойм Х.С., Чудов Л.А. Численное исследование пространственного взаимодействия двух крупномасштабных термиков // Изв. АН. МЖГ. 1990. № 4. С. 53–59.
2. Онуфриев А.Т. Теория движения вихревого кольца под действием силы тяжести. Подъем облака атомного взрыва // ПМТФ. 1967. № 2. С. 3–15.
3. Онуфриев А.Т., Христианович С.А. Об особенностях турбулентного движения в вихревом кольце // Докл. АН СССР. 1976. Т. 229. № 1. С. 42–44.
4. Даринцев А.П., Забавин В.Н., Замышляев Б.В., Онуфриев А.Т., Христианович С.А., Щербин М.Д. Особенности движения нагретой массы воздуха, первоначально помещенной в сферический объем, в атмосфере // Современные проблемы механики сплошной среды. М.: Изд-во МФТИ, 1985. С. 126–135.
5. Брашловская И.Ю., Кускова Т.В., Чудов Л.А. Разностные методы решения уравнений Навье – Стокса // Вычислительные методы и программирование. М.: Изд-во МГУ, 1968. Вып. 11. С. 3–18.
6. Pera L., Gebhard B. Laminar plume interactions // J. Fluid Mech. 1975. V. 68. Pt 2. P. 259–271.
7. Алексеенко С.В. Аэродинамические эффекты в энергетике. Новосибирск, 1990. 58 с. Препринт Ин-та теплофизики СО АН СССР, № 216-90.
8. Oshima Y., Izutsu N. Cross-linking of two vortex rings // Phys. Fluids. 1988. V. 31. № 9. P. 2401–2403.
9. Zimmerman A.W. Multiburst cloud rise // AIAA Journal. 1978. V. 16. № 6. P. 619–622.

Москва

Поступила в редакцию  
31.III.1995