

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭРУПТИВНОЙ КОЛОННЫ ФРЕАТОМАГМАТИЧЕСКОГО ИЗВЕРЖЕНИЯ: ВУЛКАН ЭЙЯФЬЯТЛАЙОКУДЛЬ (ИСЛАНДИЯ)

В.М. Хазинс, В.В. Шувалов

Рассмотрены два предельных случая формирования газо-пеплового облака фреатомагматического извержения. В первом из них эруптивная колонна формируется в результате периодического выброса газо-пепловых пузырей, диаметр которых соизмерим с размером кратера, а во втором – газо-пепловая смесь поступает в виде непрерывной струи. Оба подхода позволяют получить результаты, не противоречащие данным по извержению вулкана Эйяфьятлайокудль, если использовать некоторые известные характеристики извержения. Контроль расчетов осуществлялся использованием различных методик.

Введение

В апреле 2010 года произошло относительно слабое ($VEI = 4$) извержение вулкана Эйяфьятлайокудль в Исландии, которое вызвало беспрецедентные последствия.

Из-за высокой концентрации серных аэрозолей в эруптивной туче, сера, температура плавления которой всего лишь 120 °С, в смеси с пеплом, соприкасаясь с горячими частями двигателей, покрывает собой движущиеся части и блокирует их работу. В течение недели большинство аэропортов Европы были парализованы из-за опасности повреждения двигателей самолетов. Согласно [Wall and Flottau, 2010] было отменено более 100 000 рейсов. Общие потери авиаотрасли от простоя оцениваются в \$2 млрд. В связи с этим возрастает роль прогнозирования загрязнения атмосферы в результате подобных извержений.

Наиболее удобный метод исследования процессов крупномасштабного загрязнения – численное моделирование. Основная часть работ в этом направлении связана с изучением распространения газопылевого облака в поле ветра различными дисперсионными моделями [Witham et al., 2007; Шувалов и др., 2011]. При этом источник пылевых частиц либо задается исходя из имеющихся наблюдательных данных, либо моделируется с помощью квазиодномерной полуэмпирической методики [Morton et al., 1956; Хазинс, Орлова, 1998; Barsotti et al., 2008] или более сложных двумерных или трехмерных разностных кодов [Neri et al., 2002]. Однако модели эруптивных колонок разработаны лишь для случая обычных (не фреатомагматических) извержений, когда в качестве начальных данных задаются параметры газопылевой струи на выходе из жерла вулкана.

Извержение вулкана Эйяфьятлайокудль относится к относительно плохо изученным фреатомагматическим извержениям, во время которых происходит взрывное взаимодействие медленно истекающей вязкой лавы с водой или льдом. Это взаимодействие приводит к сильной фрагментации магмы и образованию большого количества водяных паров. Модели образования и эволюции эруптивных колонок при таких извержениях не разработаны в отличие от случая обычных взрывных извержений, при которых из жерла вулкана выбрасывается высокоскоростная (100–300 м/сек) струя, состоящая из паров и конденсированных частиц разного размера.

Рассмотрим фреатомагматическое извержение в виде следующего процесса. Образуемая в результате таяния льда вода контактирует с магмой, имеющей температуру порядка 1000 °С. Мгновенное вскипание приводит к взрывному образованию системы расширяющихся пузырей, состоящих из смеси водяных паров и раскаленных частиц. Высокотемпературное облако из смеси водяных паров и частиц магмы всплывает под действием сил плавучести.

Здесь мы остановимся на двух предельных, как представляется, случаях. В первом из них вскипание приводит к периодическому формированию больших, сравнимых с размером кратера, пузырей, которые всплывают, оказывая слабое влияние друг на друга. Во втором – реализуется струйное течение из кратера вулкана вследствие непрерывного образования и перемешивания множества мелких пузырей в области контакта магмы с водой, либо крупные пузыри всплывают столь часто, что образуют единую струю. Таким образом, образование эруптивной колонны в такой постановке сводится либо к периодическому всплытию пузырей, заполненных горячей смесью водяного пара и пепла, либо к относительно медленному струйному потоку вещества из кратера вулкана.

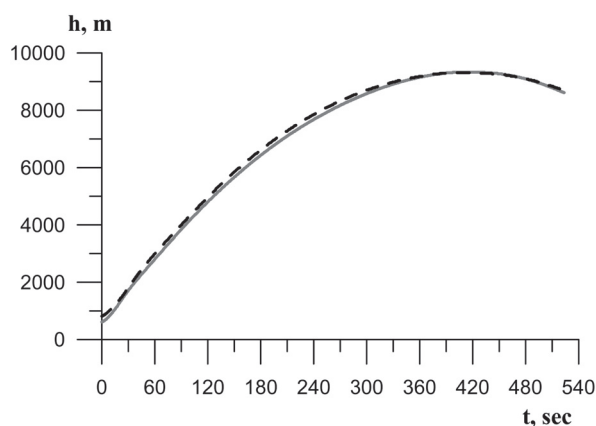
Параметрами, определяющими динамику всплытия облака, являются средняя интенсивность истечения, размер кратера и плотность выбрасываемой газопепловой смеси. При извержении вулкана Эйяфьятлайокудль за первые 72 часа было выброшено около 140 миллионов кубических метров пепла. В предположении, что плотность частиц пепла 1 т/м³, масса выброса составляет 140 · 10⁶ т. Будем считать, что пара было выброшено примерно столько же, сколько и пепла, то

есть полная масса выброса составляет примерно $280 \cdot 10^6$ т ($\sim 10^6$ кг/сек). Примем эту величину в качестве характеристики рассматриваемого извержения, а размер кратера и начальную плотность смеси будем варьировать. В первом приближении допустим также, что газо-пепловая смесь – идеальный газ с характеристиками воздуха, имеющий в начальный момент повышенную температуру (пониженную плотность) по сравнению с окружающим воздухом. Если не указано особо, то расчеты выполнены с помощью гипозвукового приближения уравнений Навье-Стокса [Затевахин и др., 1994; Хазинс, 2010].

Формирование эруптивной колонны системой всплывающих пузырей

Рассмотрим сначала приближение, в котором эруптивная колонна представляет собой систему последовательно всплывающих газо-пепловых пузырей. Начальная плотность внутри каждого вновь образовавшегося пузыря при заданном его радиусе подбиралась таким образом, чтобы верхняя кромка облака, сформированного при всплытии одиночного пузыря, поднималась на высоту примерно 8–9 км, как это было при извержении вулкана Эйяфьятлайокудль. В случае, когда радиус пузыря r_0 составляет 400 м, это условие, как показали расчеты всплытия одиночного пузыря, удовлетворяется при начальной плотности внутри термика $\rho_0 = 0,7$ кг/м³, то есть при плотности примерно вдвое ниже плотности окружающего воздуха у поверхности Земли (рис. 1, сплошная кривая). При $r_0 = 300$ м искомая плотность ρ_0 оказалась равной 0,5 кг/м³ (рис. 1, пунктир).

Рис. 1. Зависимость высоты всплытия верхней кромки облака от времени при $r_0 = 400$ м, $\rho_0 = 0,7$ кг/м³ (сплошная линия) и $r_0 = 300$ м, $\rho_0 = 0,5$ кг/м³ (пунктир).



Здесь и ниже в данном параграфе представленные расчеты выполнены в двумерной постановке с учетом осевой симметрии.

Как легко проверить, при массовом расходе $M = 10^3$ т/сек, временной интервал между выбросом пузырей должен составлять примерно 3 минуты для $r_0 = 400$ м, $\rho_0 = 0,7$ кг/м³ и примерно 1 минуту для $r_0 = 300$ м, $\rho_0 = 0,5$ кг/м³. На рис. 2 приведены поля концентрации примеси, отражающие как перераспределение примеси, изначально равномерно локализованной внутри каждого нового пузыря, так и форму формирующегося облака. Перераспределение примеси происходит в результате турбулентного переноса и за счет подмешивания окружающего воздуха. Начальному значению концентрации примеси в пузыре приписано значение 1.

Фрагменты рис. 2, отмеченные маркерами (а) и (б), отражают результаты расчета для пузырей с радиусами 400 и 300 м соответственно. Фрагменты (a1) и (b1) относятся к концу первого цикла в каждой системе пузырей, то есть к моментам времени 3 и 1 мин соответственно. В эти моменты в обоих случаях сформировалось классическое тороидальное облако.

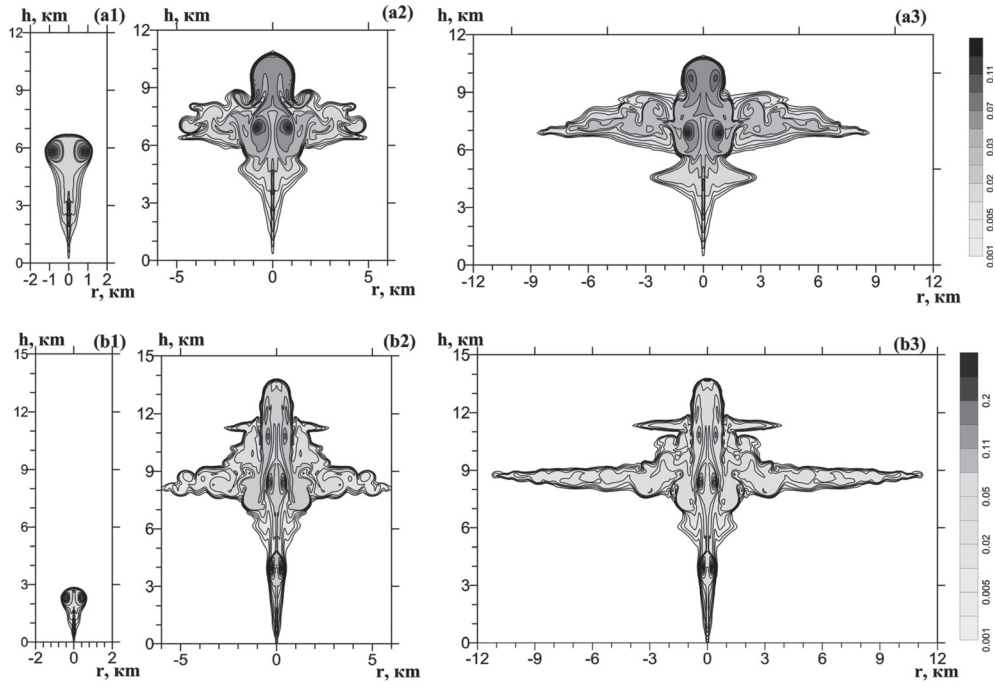


Рис. 2. Эруптивное облако (поля концентрации) в различные моменты времени для радиусов пузырей $r_0 = 400$ м (a1–a3) и $r_0 = 300$ м (b1–b3) соответственно.

Анализ полей плотности показал, что под тороидальным облаком относительная плотность газа (по отношению к плотности невозмущенного воздуха на этой же высоте) несколько меньше 1, причем это отличие сильнее проявляется в варианте с радиусом пузыря с $r_0 = 300$ м. В результате пузырь, который формируется в начале следующего цикла, будет подниматься в среде с более низкой плотностью и, следовательно, несколько быстрее предыдущего. В результате центральная колонна облака (рис. 2, a2 и b2, $t = 30$ мин, после всплытия 10 и 30 пузырей соответственно) в обоих случаях поднимается выше облака одиночного пузыря, причем в варианте с $r_0 = 300$ м – выше, чем в варианте с $r_0 = 400$ м. Отметим, что верхняя часть облака, сформированного последним всплывающим пузырем, легко выделяется по характерному затемнению на рис. 2, a2 и b2, и можно сравнить высоту всплытия со случаем невозмущенной атмосферы (рис. 2, a1 и b1). Наконец, на фрагментах (a3) и (b3) показано облако к моменту времени $t = 60$ мин.

Таким образом, результаты расчетов демонстрируют повторяемость от цикла к циклу течения в центральной колонне и формирование расширяющегося турбулизованного облака, высота которого с точностью до принятых предположений слабо зависит от начальных условий. Отметим, также, что в варианте с $r_0 = 300$ м над

основным горизонтальным облаком формируется еще одно облако меньшего размера. Его появление связано скорее всего с условиями в районе тропопаузы, положение которой в наших расчетах – 11 км.

Проиллюстрируем характер вихревого течения, реализующегося в центральной части облака ($r_0 = 400$ м), рисунком 3. Зарождающийся в процессе всплытия очередного пузыря тороидальный вихрь к концу цикла занимает положение, отмеченное на рис. 3 маркером А, в то время как предыдущий вихрь (В) уже достиг максимальной высоты в колонне. Поля течений вихрей А и В взаимодействуют, что приводит к оттоку вещества в горизонтальном направлении. Таким образом, по крайней мере, в течение части времени подъема вихря из положения А в положение В (3 мин) вихрь А будет переносить вещество в облако. Однако поле скоростей потока дает представление лишь о возможном перемещении вещества. Более точный анализ требует дополнительных исследований, например, с помощью маркеров – меченых частиц, движущихся со скоростью потока.

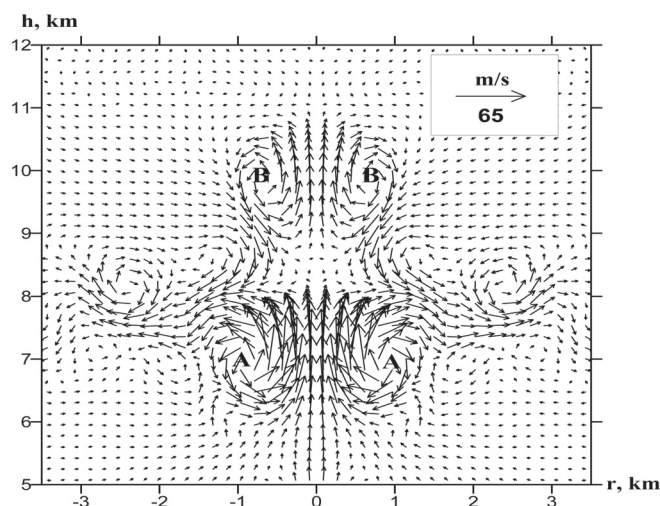


Рис. 3. Поле скоростей в центральной части облака к моменту $t = 1$ час.

С уменьшением радиуса пузыря ситуация осложняется. Так при $r_0 = 200$ м процедура поиска начальной плотности путем расчета всплытия одиночного пузыря до желаемой высоты (9–10 км) приводит к значению $\rho_0 = 0,1$ кг/м³, то есть $T_0 \approx 3500$ К, что представляется совершенно нереальным. Но даже если выбрать значение $\rho_0 = 0,7$ кг/м³, как, например, в случае $r_0 = 400$ м, то временной интервал между пузырями составит примерно 0,4 мин. За это время верхний край облака поднимется менее чем на 1 км и в этом случае уже уместнее говорить о непрерывном истечении вещества.

Формирование эруптивной колонны при непрерывном поступлении паро-пепловой смеси из кратера

Теперь рассмотрим другой предельный случай — будем считать, что в результате взаимодействия множества небольших фреатических взрывов из кратера вул-

кана с некоторой скоростью поднимается паро-пепловая смесь, и, так же как и в предыдущем параграфе, будем моделировать это вещество воздухом пониженной плотности (повышенной температуры). В этом случае расход массы

$$\dot{M} = \pi r_0^2 v_0 \rho_0,$$

где v_0 – вертикальная скорость поступления вещества в эруптивную колонну. При заданных r_0 и ρ_0 значение v_0 определяется из приведенного соотношения. Так как значения r_0 и ρ_0 неизвестны, то воспользуемся теми же значениями, что и в предыдущем параграфе, то есть $r_0 = 400$ м, $\rho_0 = 0,7$ кг/м³ и $r_0 = 300$ м, $\rho_0 = 0,5$ кг/м³. В этом случае скорость v_0 равна примерно 3 и 7 м/сек соответственно, то есть существенно меньше, чем в обычном эксплозивном извержении, и существенно меньше, чем характерная скорость всплывания нагретого объема $u_0 = \sqrt{\varepsilon_T r_0 g}$, где g – гравитационная постоянная, а $\varepsilon_T = (\rho_a - \rho_0)/\rho_0$, где ρ_a – плотность атмосферы на высоте кратера.

Вообще говоря, течение в рассматриваемой задаче развивается в условиях осевой симметрии. Однако расчеты в двумерной осесимметричной постановке продемонстрировали некоторое отклонение решения от общепринятых представлений, то есть во всей центральной колонне, в которой вещество переносится из кратера

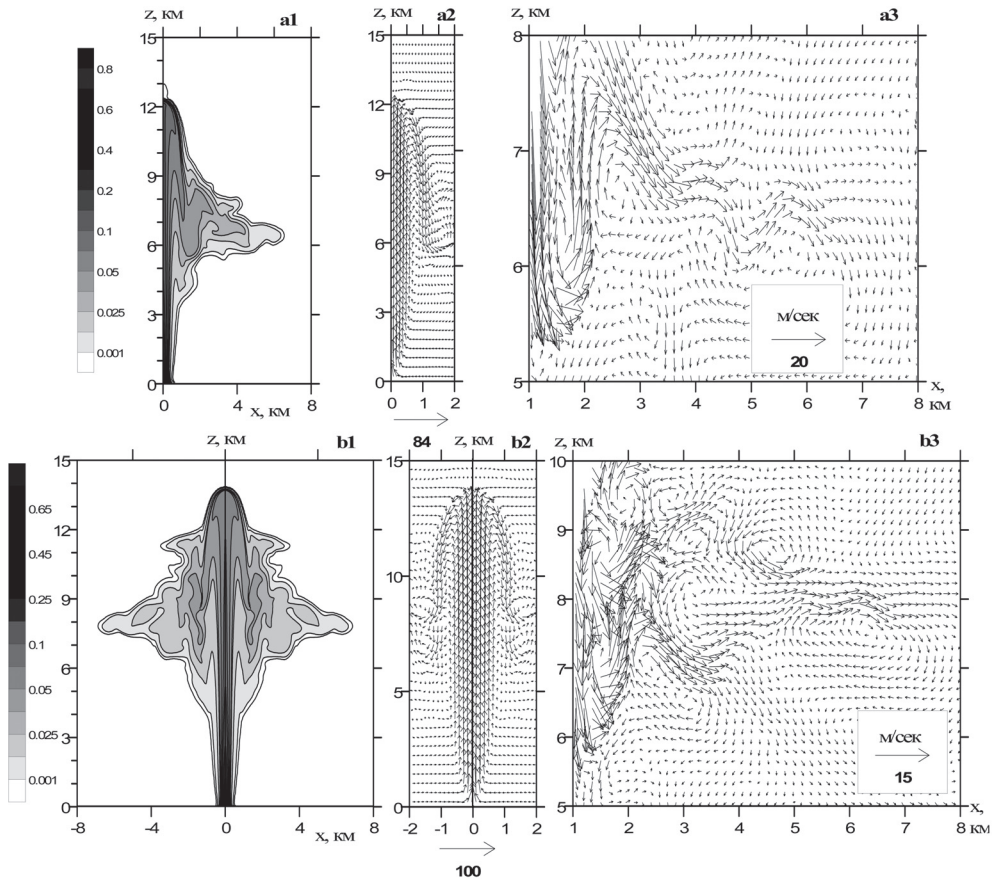


Рис. 4. Эруптивное облако при радиусах кратеров $r_0 = 400$ м (а1–а3) и $r_0 = 300$ м (b1–b3) соответственно в момент времени $t = 30$ мин.

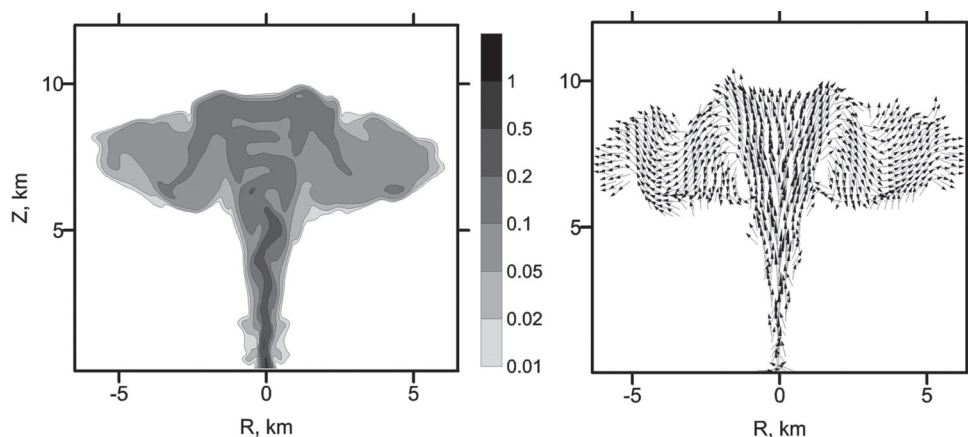


Рис. 5. Эруптивное облако при радиусе кратера $r_0 = 400$ м в момент времени $t = 30$ мин (расчеты без вязкости).

На левом рисунке показаны концентрации паро-пепловой смеси, на правом – поле скоростей.

вертикально вверх, характеристики потока практически не менялись. Скорей всего причина заключается в реализации граничных условий на оси симметрии (точки с $r = 0$ являются особыми точками). В связи с этим ниже приведены результаты расчетов в 3D постановке с использованием Декартовой системы координат.

Перераспределение примеси, форма эруптивного облака, зависимость от начальных данных (рис. 4, a1 и b1) качественно не отличаются от результатов предыдущего параграфа, да и в количественном отношении различие слабое. Однако характер переноса вещества из центральной колонны в горизонтальное облако несколько иной. Как следует из рис. 4, a2 и b2, вещество в центральной колонне быстро ускоряется до скоростей порядка 100 м/сек, достигает верхней части колонны, проскакивая положение равновесия, и опускается вниз до равновесной высоты. На этой высоте формируется горизонтальное облако, его размер увеличивается за счет радиального растекания вещества, сопровождающегося образованием множества вихрей. При этом в центральной колонне течение практически стационарно.

Для контроля использованных методик некоторые расчеты (при тех же начальных и граничных условиях) были проведены по программе COBA [Shuvalov, 1999], в которой решаются полные уравнения газовой динамики, но в форме Эйлера, то есть без учета турбулентной вязкости. При этом предполагается, что крупные вихри (крупномасштабная турбулентность) разрешаются явно, а мелкомасштабная турбулентность моделируется схемной вязкостью. Результаты, полученные по разным методикам, совпадают качественно и даже близки количественно (что отчасти следует признать случайностью, поскольку пространственное разрешение было достаточным для разрешения только очень крупных вихрей). Пример расчета эруптивной колонки в 3D постановке по программе COBA при непрерывном вытекании паро-пепловой смеси из кратера приведен на рис. 5.

Заключение

Проведенные расчеты показали, что два рассмотренных механизма формирования эруптивной колонки фреатомагматического извержения (последовательное об-

разование крупных газо-пепловых пузырей и непрерывное истечение газо-пепловой смеси) приводят к примерно одинаковым результатам. Оба подхода позволяют получить эруптивную колонку, близкую к той, что наблюдалась при извержении вулкана Эйяфьятлайокудль.

При использовании модели отдельных всплывающих пузырей перемешивание газопылевой смеси с окружающим воздухом происходит за счет образования торoidalных вихрей, в этом случае расчет по двумерным осесимметричным методикам дает вполне приемлемые результаты. При рассмотрении струйной модели обнаружено заметное расхождение между результатами двумерных и трехмерных расчетов. Предварительные расчеты показывают, что это различие объясняется важной ролью неустойчивостей, связанных с горизонтальными колебаниями струи относительно оси. Эти колебания являются существенно трехмерным эффектом, их можно рассмотреть на рис. 5. Однако этот вопрос требует более детального исследования.

Отметим, что на динамику формирования эруптивной колонки существенное влияние может оказывать горизонтальный ветер. Его влияние следует рассмотреть при проведении дальнейших исследований.

Работа выполнена в рамках Программы № 4 Президиума РАН.

Литература

Затевахин М.А., Кузнецов А.Е., Никулин Д.А., Стрелец М.Х. Численное моделирование процесса всплытия системы высокотемпературных турбулентных термиков в неоднородной сжимаемой атмосфере // ТВТ. 1994. Т. 32. № 1. С. 44.

Хазинс В.М. Метод крупных вихрей в задачах всплытия высокотемпературных термиков в стратифицированной атмосфере // ТВТ. 2010. Т. 48. № 3. С. 424–432.

Хазинс В.М., Орлова Т.И. Конвективный подъем метана в атмосфере // Динамические процессы в геосферах под действием внешних и внутренних потоков энергии и вещества: сб. научных трудов. М.: ИДГ РАН. 1998. С. 144–154.

Шувалов В.В., Хазинс В.М., Трубецкая И.А. Анализ распространения аэрозольных облаков, инициируемых извержениями исландских вулканов // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 2: сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2011. С. 128–135.

Barsotti S., Neri A., Scire J.S. The VOL-CALPUFF model for atmospheric ash dispersal: 1. Approach and physical formulation // JGR. 2008. V. 113. B03208. Doi: 10.1029/2006JB004623.

Morton B.R., Taylor G.I., Turner Y.S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources // Proc. Roy. Soc. 1956. V. 234A. № 1196. P. 1–23.

Neri Augusto, Andrea Di Muro, Mauro Rosi Mass partition during collapsing and transitional columns by using numerical simulations // Journal of Volcanology and Geothermal Research. 2002. V. 115. № 1–2. P. 1–18.

Shuvalov V.V. Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to thermal layer effect // Shock Waves. 1999. V. 9. № 6. P. 381–390.

Wall R., and Flottau J. Out of the ashes: Rising losses and recriminations rile Europe's air transport sector // Aviation Week & Space Technology. 2010. № 16. V. 172. P. 23–25.

Witham C.S., Hort M.C., Potts R. et al. Comparison of VAAC atmospheric dispersion models using the 1 November 2004 Grimsvötn eruption // Meteorological applications. 2007. V. 14. P. 27–38.