

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ИНИЦИИРУЕМЫЕ В АТМОСФЕРЕ ИНФРАКРАСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ГОРЯЧЕЙ ВУЛКАНИЧЕСКОЙ ЛАВЫ

В.М. Хазинс, В.В. Шувалов

Показано, что в результате нагрева воздуха инфракрасным излучением горячей лавы, развивается газодинамическое течение, которое приводит к образованию слоя повышенной температуры на нижней границе тропопаузы. Рассмотрено воздействие на атмосферу лавовых полей с характерным размером 1–10 км. Чем больше размер, тем быстрее развивается теплый слой, способный поднять тропопаузу, что в последующем может изменить фотохимические процессы в нижней стратосфере.

Введение

В рамках Программы 4 Президиума РАН был проведен анализ (В.П. Кудрявцев) концентраций малых составляющих атмосферы в окрестности исландского вулкана Эйяфьятлайокудль, полученных спутником EOS-AURA в период извержения с 20.03. по 30.04.2010 г. Из анализа следует, что высота тропопаузы в этот период увеличивается, а концентрация малых составляющих в нижней части стратосферы резко возрастает, начиная с 10 апреля. Возможность связи процессов на границе тропосфера-стратосфера с вулканическим извержением является предметом рассмотрения настоящей работы.

Активная (эксплозивная) стадия фреатомагматического извержения, эруптивная колонна которого, в принципе, может достичь тропопаузы, началась лишь 14 апреля в верхней части ледника Эйяфьятлайокудль [Gylfason et al., 2012]. Эксплозивному извержению предшествовало эффузивное извержение на склоне вулкана Эйяфьятлайокудль, сопровождавшееся огненными фонтанами высотой до 180 м и излиянием базальтовой лавы из трещины протяженностью примерно 2 км. Извержение на склоне вулкана продолжалось с 20 марта по 12 апреля. Лава стекала по свободному ото льда склону, расположенному между двумя ледниками. Взаимодействие между лавой и водой было незначительным, за исключением события, отмеченного 22 марта, когда в результате затекания лавы в овраг, заполненный снегом и льдом, произошел фреатомагматический выброс высотой до 3 км. Всего на этой стадии извержения объем извергнутой лавы составил 20 миллионов м³, площадь покрытия склона – 1.3 км² [Gylfason et al., 2012]. Таким образом, до 14 апре-

ля не было никаких источников, способных изменить концентрацию малых составляющих атмосферы в окрестности тропопаузы над вулканом Эйяфьятлайокудль, если только не рассматривать эти изменения как долговременные последствия деятельности вулкана на стадии эффузивного извержения, то есть как результат газодинамических процессов, инициируемых нагревом воздуха раскаленной лавой. В то же время относительно небольшая площадь вытянутого по склону лавового поля не позволяет уверенно считать эти изменения следствием конвективных процессов, инициированных горячей лавой. Как показали расчеты [Хазинс, Шувалов, 2013], даже значительно более эффективный механизм доставки вулканических выбросов в верхние слои тропосферы, реализующийся в результате фреатомагматических взрывов с эффективным радиусом 500 м (0.75 км^2), достигает лишь 8–9 км высоты. Площадь лавового поля раза в два больше, но зато вытянутость снижает его эффективность в конвективных процессах из-за увеличения боковой поверхности всплывающего объема, через которую подмешивается холодный окружающий воздух. Кроме того, уменьшение одного из размеров способствует более сильному влиянию ветра, если ветер дует поперек стекающей лавы. Скорее всего, отмеченные изменения концентрации малых составляющих в нижней части стратосферы связаны либо с метеорологическими процессами, либо с точностью измерений спутником параметров атмосферы ниже 20 км. Тем не менее, подтверждение этих выводов требует хотя бы оценочных расчетов.

Поставленные вопросы могут служить обоснованием для постановки более общей задачи о влиянии больших полей лавы на состояние атмосферы. Лавовые поля не ограничиваются размером порядка квадратного километра и могут иметь значительно большие размеры. В геологическом прошлом Земли отмечены события с огромным объемом излияния базальта на больших территориях с формированием характерного рельефа – траппов. Этот процесс не связан с постоянным центром извержений, и лава изливается из многочисленных трещин. В силу низкой вязкости базальтовые расплавы могут при каждом извержении распространяться на расстояния в десятки километров. Характерное время формирования траппов – миллион лет. Наиболее известные траппы – Сибирские (250 млн лет назад), Деканские (65 млн лет назад) в Индии, Парана-Этендекка (130 млн лет назад) в Бразилии, Анголе, Намибии и т.д.

Роль больших полей горячей лавы в формировании атмосферных конвективных потоков – малоизученный сложный процесс. Теплообмен между горячей лавой и атмосферой приводит к нагреву приповерхностного воздуха и охлаждению верхнего слоя лавы с постепенной кристаллизацией базальта. Благодаря конвективному перемешиванию слоев базальта под лавовой коркой, температура корки уменьшается медленно, что обеспечивает долговременный поток тепла в атмосферу. Сила Архимеда и развитие неустойчивостей приводит к конвективному всплытию нагретого воздуха и перемешиванию его с окружающим. В случае неограниченно больших лавовых полей, когда боковым растеканием можно пренебречь, формируется нагретый растущий по высоте слой, характеристики которого можно изучать с помощью одномерных полуэмпирических моделей [Kaminski et al., 2011]. Однако, если ограничиться размером порядка 10 км для лавового поля, то этот размер сравним с высотой тропосферы и эффекты неоднородного развития процессов следует учитывать.

Цель настоящей статьи – исследовать с помощью 3D моделирования газодинамическое течение в стратифицированной атмосфере, инициированное нагревом воздуха тепловым излучением лавового поля с характерным размером 1–10 км.

Постановка задачи

Для простоты будем считать, что лава имеет форму круга и температура ее поверхности постоянна, однородна и не зависит от времени. В этих условиях задача осесимметрична, однако, проведенные ранее расчеты плюма в двумерной осесимметричной геометрии [Хазинс, Шувалов, 2013] показали, что граничное условие в виде равенства нулю горизонтальной скорости на вертикальной оси приводит к подавлению некоторых видов неустойчивости, что несколько искажает картину течения. Поэтому расчеты проводились в трехмерной геометрии. Влиянием ветра на первом этапе расчетов мы пренебрегали. Для согласования условий расчета с характеристиками локализации вулкана Эйяфьятлайокудль в работе предполагалось, что горизонтальное лавовое поле расположено на высоте 1.5 км. Принципиального значения это обстоятельство в настоящих расчетах не имеет и сказывается только на начальных значениях давления, температуры и плотности вблизи поверхности.

Нагрев воздуха горячей лавой за счет молекулярной теплопроводности – медленный процесс. Коэффициент температуропроводности κ воздуха и паров воды в диапазоне температур 20–1000 °С меняется на порядок, от $0.2 \cdot 10^{-4}$ до $2.5 \cdot 10^{-4}$ м²/с. Следовательно, высота прогрева z ($z = \sqrt{\kappa t}$, t – время) достигнет лишь одного метра за один час при максимальном коэффициенте температуропроводности в заданном диапазоне. Поэтому нагрев воздуха механизмом теплопроводности в рассматриваемой задаче пренебрегалось. В качестве основного механизма рассматривалось поглощение в воздухе инфракрасного излучения с поверхности лавы, максимальная температура которой достигает 1000–1200 °С. Поглощение излучения в атмосфере – сложный процесс, определяемый влажностью воздуха, составом аэрозолей и газовых компонент. Поэтому в первом приближении мы воспользовались коэффициентами поглощения для стандартной атмосферы в летний период для средних широт, соответствующими длине волны лазера: $\lambda = 3.39225$ мкм [McClatchey et al., 1972]. Безусловно, эта выделенная частота не охватывает весь спектр инфракрасного излучения и может служить лишь опорной точкой для оценочных расчетов.

Согласно закону смещения Вина длина волны излучения связана с температурой излучающего абсолютно черного тела (магмы), которая для выбранной длины волны $\lambda = 3.39225$ мкм равна примерно 900 К. Поток излучения абсолютно черного тела

$$q = \sigma T^4$$

где σ – постоянная Стефана–Больцмана, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²К⁴), и, следовательно, $I = 37000$ Вт/м². Измерения характеристик лавы Гавайских вулканов [Kaminski et al., 2011] дают несколько меньшие значения потока с поверхности – 1000–10 000 Вт/м². Исходя из этого, мы выбрали $q_0 = 10000$ Вт/м². Отметим, что при выбранных коэффициентах поглощения для стандартной атмосферы пробег излучения вблизи поверхности Земли составляет примерно 500 м, а плотность потока излучения ослабевает в 100 раз на расстоянии примерно в 3 км за счет поглощения излучения воздухом. Эта модель нагрева воздуха излучением достаточно грубая, но уточнять ее бессмысленно, так как влажность и загрязненность атмосферы в районе извержения постоянно меняются. Более того, для нас вообще не важно, каким механизмом (теплопроводностью или излучением) нагревается приповерхностный слой воздуха. Цель работы выяснить принципиальную возможность влияния длитель-

ного и относительно слабого нагрева приповерхностного слоя воздуха на параметрах атмосферы вблизи тропопаузы.

Расчеты были проведены в следующей постановке. В плоскости XOY выделяется круг, из каждой точки которого непрерывно поступает однородный по пространству поток излучения, который, поглощаясь в воздухе, обеспечивает его нагрев и последующее конвективное течение. Считалось, что изменение параметров воздуха не влияет на характеристики поглощения излучения. Течение развивается в стратифицированной атмосфере, параметры которой соответствуют стандартной атмосфере в средних широтах для летнего периода [McClatchey et al., 1972].

Динамика пространственных вихревых течений сжимаемого теплопроводного газа в поле тяжести описывалась системой полных уравнений Навье–Стокса в гипозвуковом приближении [Затевахин и др., 1994]. Для описания турбулентной вязкости использовалась модель крупных вихрей, аналогично работе [Хазинс, 2010]. Задача решалась в прямоугольном параллелепипеде, на границах которого ставилось условие жесткой отражающей стенки.

Результаты расчетов

Результаты расчета варианта для радиуса круга 500 м, то есть с характерным размером порядка 1 км, приведены на рис. 1. Время расчета ограничено временем

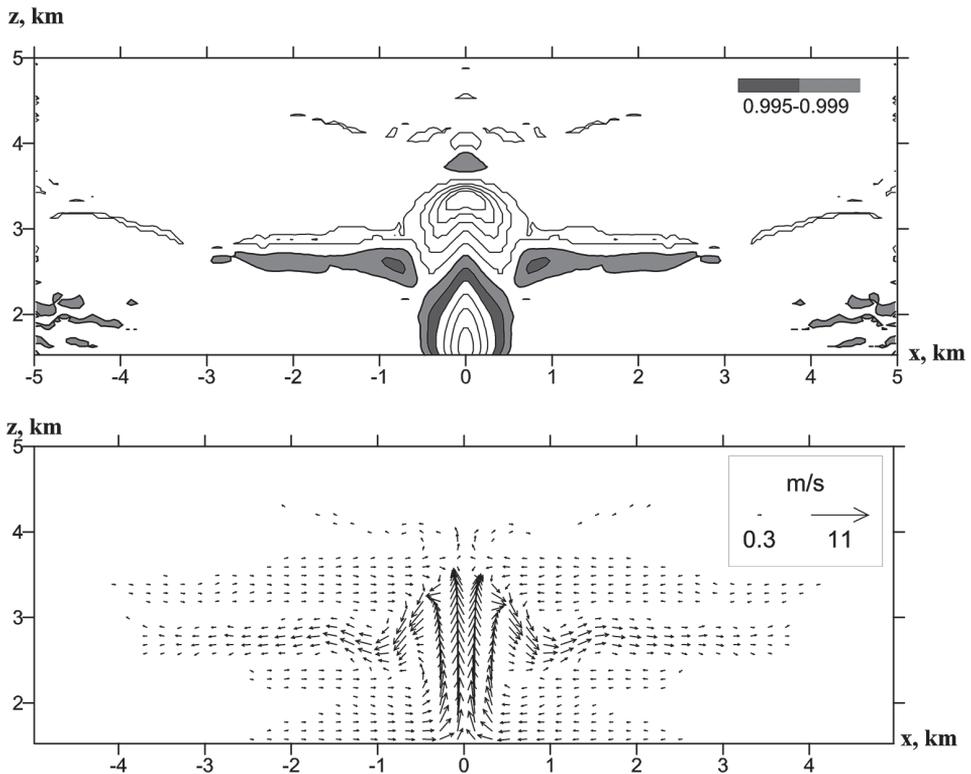


Рис. 1. Изолинии относительной плотности и поле скорости к моменту $t = 30$ мин для источника излучения, ограниченного кругом радиуса 0.5 км

достижения возмущениями границ расчетной области. В данном варианте в плоскости XOY размер области в одном квадранте составлял 5×5 км, по оси z – 10 км. Шаг расчетной сетки с размером 50 м был выбран однородным по пространству. Наличие неоднородностей плотности у левой и правой границ на рис. 1 связано с отражением от границы возмущений, достигших ее к 30 мин. На верхнем фрагменте рис. 1 приведены изолинии плотности воздуха, отнесенной к невозмущенной плотности воздуха на соответствующей высоте. Относительная плотность изменяется в диапазоне 0.986–1.01. Области пониженной плотности (положительной плавучести) ограничены серой заливкой.

При выровненном давлении, что соответствует условиям расчета, плотность обратно пропорциональна температуре. Из этого следует, что повышение температуры в нижней части возмущенной области достигает $4\text{--}5^\circ\text{C}$ при примерно таком же уменьшении ее в верхней части. Повышенная плотность в верхней части возмущенной области препятствует всплытию нагретого нижнего объема и формирует боковое растекание. Максимальные скорости – порядка 10 м/с.

К рассмотренному моменту времени никаких возмущений, достигших тропопазы не наблюдается. Однако нет оснований считать, что процесс развития газо-

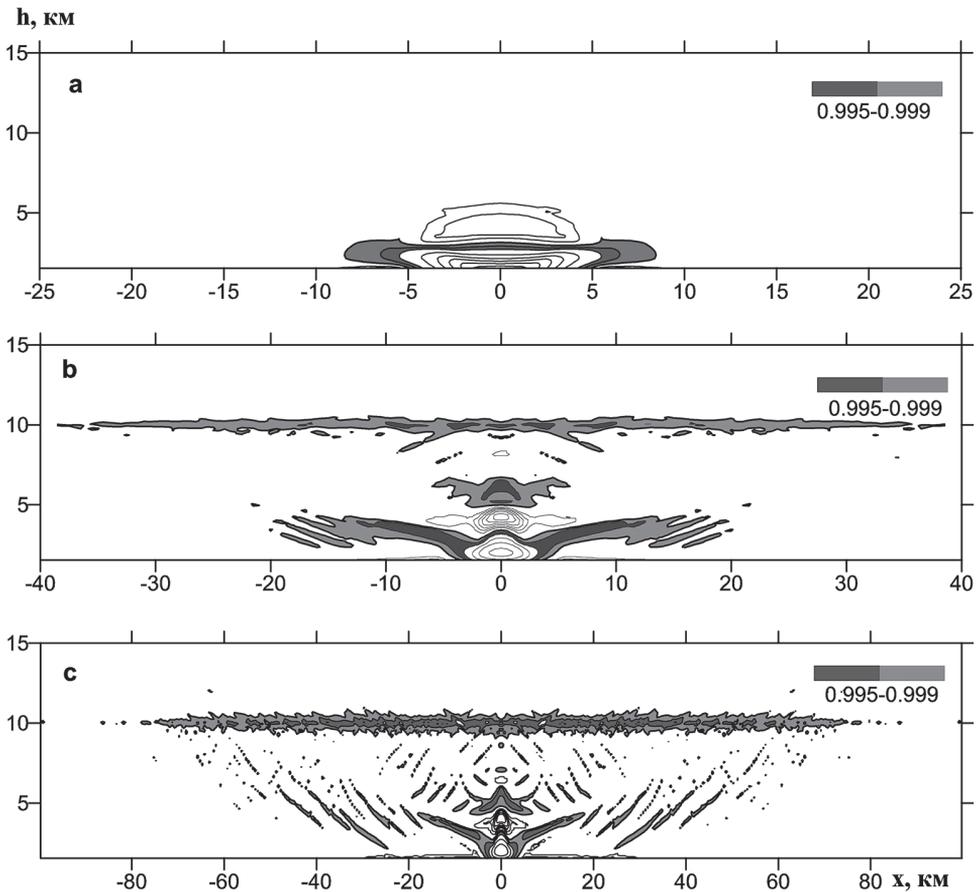


Рис. 2. Изолинии относительной плотности к моменту $t = 10$ мин (а), 30 мин (б) и 50 мин (в) для источника излучения, ограниченного кругом радиуса 5 км

динамического течения закончен. Как будет видно из последующих результатов, дальнейший расчет на большей сетке может привести к интересным эффектам. Однако в данном варианте даже слабый ветер, скажем в 5 м/с, будет сносить возмущения за пределы области энерговыделения за 30 мин и картина течения существенно изменится. Поэтому перейдем к обсуждению результатов расчетов с большими размерами области энерговыделения.

Динамика процесса при увеличении радиуса области энерговыделения на порядок (до 5 км) отражена на рисунках 2–3. Расчетная ячейка, в рассматриваемом варианте, была выбрана следующего размера: $500 \times 500 \times 100$ м.

К 10 мин развивается приповерхностный тороидальный вихрь (рис. 3, а) за счет всплытия нагретого излучением лавы объема воздуха размером $5 \times 5 \times 3$ км (рис. 2, а). Над нагретой областью формируется сжатый всплывающим объемом слой, который препятствует дальнейшему подъему нагретого воздуха. Картина течения соответствует поздней стадии всплытия термика. Эта структура сохраняется и впоследствии, но, в отличие от задачи о всплытии термика [Белоцерковский, 2000], возмущения продолжают распространяться не только в боковом направлении, но и вверх. Хотя вертикальные скорости выше 5 км по большей части не превышают

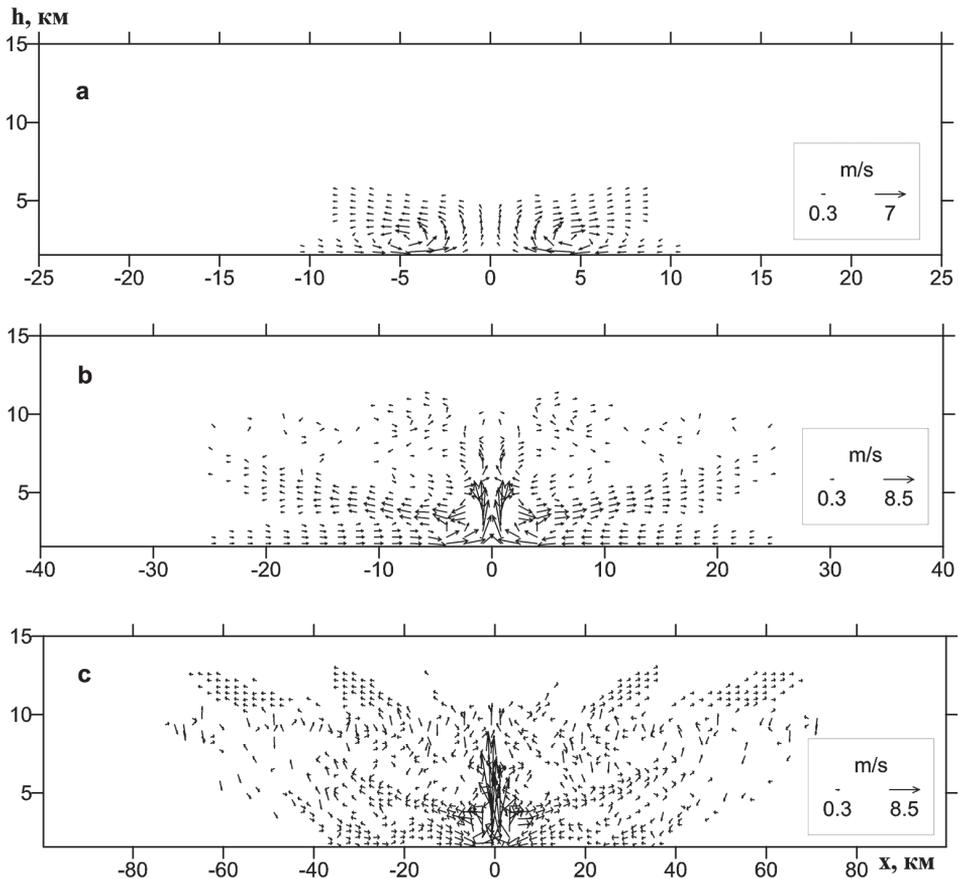


Рис. 3. Поля скорости к моменту $t = 10$ мин (а), 30 мин (б) и 50 мин (с) для источника излучения, ограниченного кругом радиуса 5 км

1 м/с (рис. 3, б и с), они формируют достаточно четкие структуры (рис. 2, б и с)), среди которых наиболее интересна протяженная горизонтальная область на нижней границе тропопаузы в окрестности 10 км.

Эта область непрерывно увеличивается в размерах и к концу расчета превышает 20 000 км². Хотя увеличение температуры в области мало и достигает лишь 0.5% от температуры окружающего воздуха (в Кельвинах), такой объем постепенно должен всплывать, о чем свидетельствует появление струйных течений на высотах, превышающих 10 км (рис. 3, с).

Для сравнения приведем результаты расчета с радиусом области энерговыделения 2.5 км (промежуточный вариант между двумя рассмотренными ранее). Размер расчетной ячейки – 250×250×100 м. Качественно развитие процессов не изменилось. Здесь также наблюдается протяженный горизонтальный слой на высоте 10 км, что подтверждает закономерность его появления.

Причина появления протяженной горизонтальной области с повышенной температурой может заключаться в изменении градиента температуры в тропопаузе. Чтобы проверить это предположение, был проведен расчет с температурной страти-

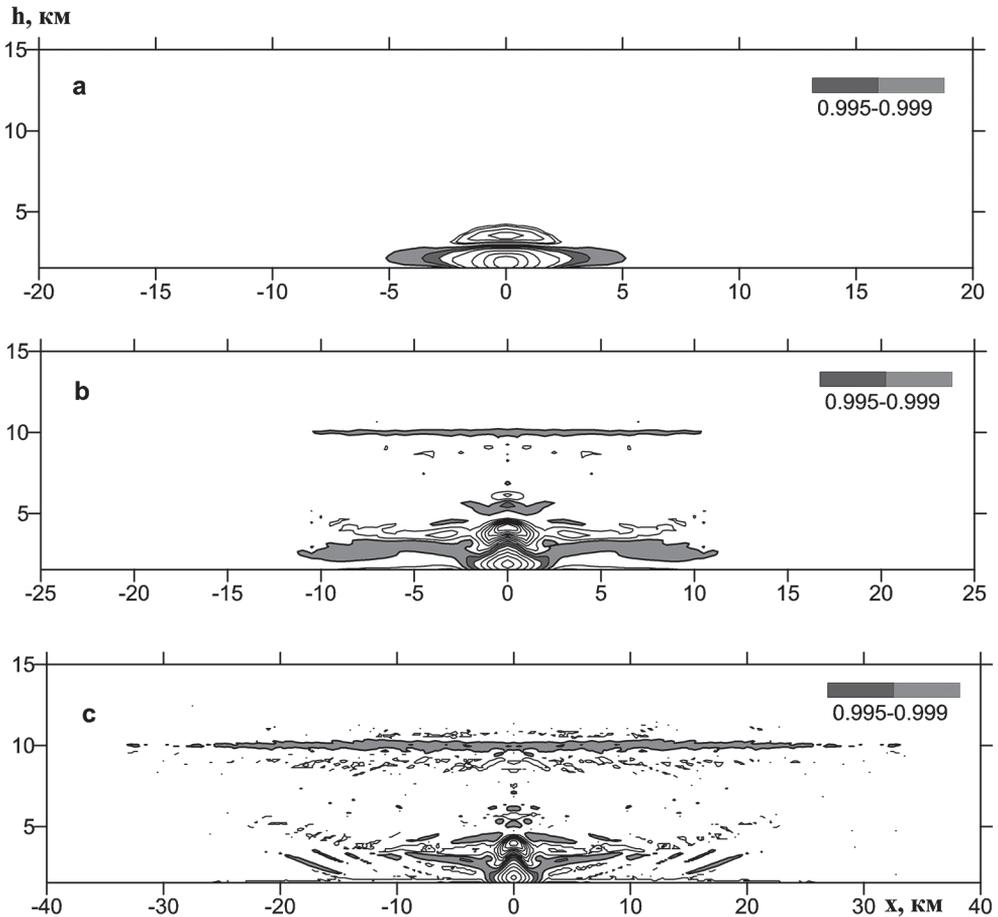


Рис. 4. Изолинии относительной плотности к моменту $t = 10$ мин (а), 30 мин (б) и 50 мин (с) для источника излучения, ограниченного кругом радиуса 2.5 км

Рис. 5. Распределение температуры в невозмущенной атмосфере в летний (а) и зимний (b) периоды.

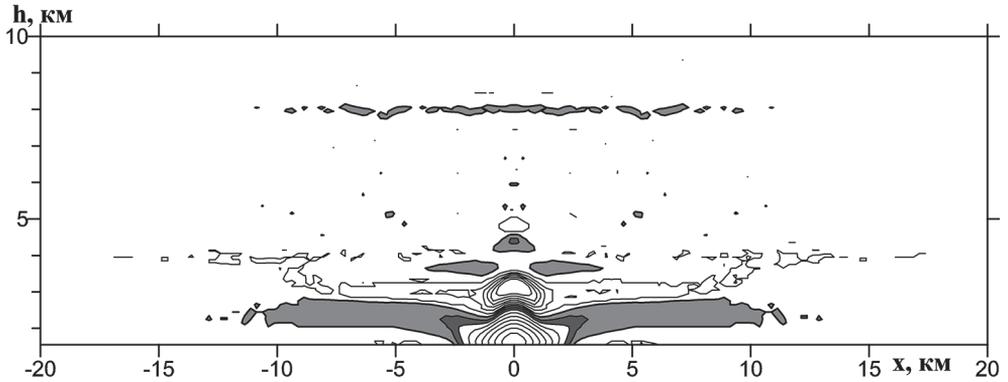
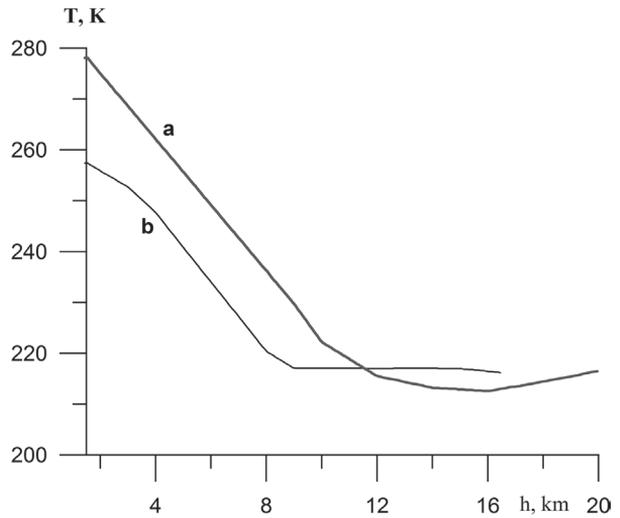


Рис. 6. Изолинии относительной плотности к моменту $t = 30$ мин для источника излучения, ограниченного кругом радиуса 2.5 км. Зимняя атмосфера.

фикацией, соответствующей стандартной атмосфере в субарктической зоне в зимний период. Распределение температур по высоте в невозмущенной атмосфере для летнего и зимнего периодов приведено на рис. 5. Как следует из рисунка, нижняя граница тропопавзы в зимний период уменьшается до 8 км.

На рис. 6 приведены результаты расчета с радиусом энерговыделения 2.5 км в условиях зимней атмосферы. Сопоставление рисунков 6 и 4, b демонстрирует их качественную схожесть, да и размеры возмущенной области мало отличаются. Однако горизонтальная область повышенной температуры, как и ожидалось, расположена ниже, на высоте примерно 8 км.

Заклучение

Таким образом, в результате нагрева воздуха инфракрасным излучением горячей лавы развивается газодинамическое течение, которое приводит к образованию

слоя повышенной температуры на нижней границе тропопаузы. Прогнозируя последующее развитие течения, можно предположить, что область тропопаузы начнет всплывать. По мере ослабления воздействия лавы на воздух, всплытие прекратится, слой начнет опускаться, «разваливаясь» под действием развивающихся неустойчивостей. В результате перемешивания может происходить обмен аэрозолями и газовыми составляющими между тропосферой и стратосферой, что весьма важно для протекающих в стратосфере фотохимических процессов.

Из результатов расчетов следует, что крайне маловероятно, чтобы нагрев горячей лавой воздуха привел бы к каким-либо процессам в области тропопаузы при извержении вулкана Эйяфьятлайокудль по причине небольшой площади лавового поля и сноса ветром возмущенной области. Однако проблема взаимодействия ветра с газодинамическим течением, характеризующимся скоростями порядка 1 м/с, требует дополнительного изучения в случае слабых источников энерговыделения. Тем не менее, обнаруженное в расчетах столь явное проявление роли изменения температурного градиента в области тропопаузы, приводящее к формированию нагретого слоя на нижней границе тропопаузы, представляется интересным как с точки зрения газодинамики, так и с точки зрения возможного влияния эффузивных вулканических извержений на верхнюю атмосферу.

Работа выполнена в рамках Программы № 4 Президиума РАН.

Литература

Белоцерковский О.М., Андрущенко В.А., Шевелев Ю.Д. Динамика пространственных вихревых течений в неоднородной атмосфере. М: Янус-К, 2000, 456 с.

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., Шувалов В.В. Моделирование динамики газо-пеплового облака фреатомагматического извержения // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 4: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2013. С. 250–258.

Gylfason Á.G., Höskuldsson Á., Sigurðsson Á. et al. The 2010 Eyjafjallajökull eruption, Iceland / Report to ICAO. Editor: Barði Þorkelsson. Icelandic Meteorological Office and Institute of Earth Sciences, University of Iceland. 2012. 206 pp.

Kaminski E., Chenet A.-L., Jaupart C., Courtillot V. Rise of volcanic plumes to the stratosphere aided by penetrative convection above large lava flows // Earth Planet. Sci. Lett. 2011. V. 301. P. 171–178.

McClatchey R.A., Fenn R.W., Selby J.E.A., Volz F.E., Garing J.S. Optical properties of the atmosphere / Rep. AFCRL-72-0497. 1972. Air Force Cambridge Res Lab, Bedford, Mass. P. 1–108.

Wignall P.B. Large igneous provinces and mass extinctions.// Earth Sci. Rev. 2001. V. 53 P. 1–33.