

УДК 532.787:550.3

## ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В КАНАЛЕ ВУЛКАНА В ПОТОКЕ КАВИТИРУЮЩЕЙ ВЫСОКОВЯЗКОЙ МАГМЫ

В. К. Кедринский, М. Н. Давыдов

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск  
E-mail: kedr@hydro.nsc.ru

На основе полной математической модели потока вязкого магматического расплава, восходящего в поле силы тяжести за фронтом волны декомпрессии, исследуются нестационарная двумерная осесимметричная задача о динамике состояния расплава на начальной стадии взрывного вулканического извержения и особенности структуры течения в окрестности стенки канала в случае стационарной и динамически возрастающей вязкости. Проведен численный анализ развития пограничного слоя в случае постоянной вязкости расплава  $\mu = 10^3, 10^5, 10^7$  Па·с. Показано, что в канале радиусом 100 м при изменении вязкости расплава в диапазоне  $10^3 \div 10^5$  Па·с на стенке канала формируется пограничный слой, толщина которого увеличивается с 2 до 15 м. При увеличении вязкости магмы до значения, равного  $10^7$  Па·с, пограничный слой в значительной степени перекрывает канал, зажимая поток в окрестности оси симметрии практически по всей длине канала. На примере расплава в канале радиусом 10 м показано, что при динамически растущей вязкости структура течения существенно меняется. К моменту времени  $t = 1,1$  с толщина пограничного слоя в поперечном сечении канала на высоте около 1000 м достигает практически 8 м, принимает форму своеобразной “диафрагмы”, “прорастает” вглубь канала на 200 м (в интервале значений массовой скорости  $0 \div 15$  м/с) и зажимает поток в зоне радиусом приблизительно 2 м в окрестности оси симметрии канала.

**Ключевые слова:** магматический расплав, математическая модель, динамика вязкости, пограничный слой, склерозирование канала.

**Введение.** Взрывные вулканические извержения представляют собой широкий спектр процессов, развивающихся за фронтом волны разрежения в результате декомпрессии магматического расплава, сжатого до высокого давления. Динамика состояния такого расплава существенно меняется в процессе гомогенной нуклеации, диффузии газов из расплава и увеличения вязкости на несколько порядков. Эти процессы имеют непосредственное отношение к реальным механизмам формирования структуры потока в канале вулкана, по сути, определяя и сам характер извержения, и всю многогранность и многомасштабность сопровождающих извержение явлений, механизм которых пока остается неясным. К числу таких необычных явлений относится периодичность взрывных выбросов, наблюдаемых в процессе извержения некоторых типов вулканов, для объяснения вероятных механизмов которых используется широкий спектр физических моделей [1]. Одна из этих моделей описывает реальные процессы коалесценции пузырьков в плотных кавитационных кластерах, которые приводят к образованию в канале вулкана крупных полостей

(так называемых снарядов), заполненных газом и частицами магмы, находящимися под высоким давлением [2–6]. “Снаряды” могут быть единичными и занимать практически все сечение канала или представлять собой систему “снарядов”, произвольно расположенных в потоке [7].

Если предположить, что периодические выбросы есть не что иное, как результаты взрывов “снарядов” [8–10], то их периодичность будет определяться либо временем формирования следующего “снаряда”, либо временем подхода к границе области фрагментации ближайшего очередного “снаряда” из системы, сформировавшейся в канале [11]. Предполагается, что в вероятных механизмах, определяющих периодичность выбросов, важную роль играют эффекты прилипания и проскальзывания высоковязкой магмы вблизи стенок канала [12]; факторы, обуславливающие движение магмы (давление в магматической камере и упругость стенок вулканического канала) [13]; изменение формы канала вулкана по высоте [14, 15].

Представляют интерес экспериментальные исследования динамики состояния магмы в вулкане Эребус (Erebus) [16], одной из открытых вулканических систем. В глубине кратера этого вулкана расположено лавовое озеро с открытой поверхностью, которое, как предполагается, непосредственно соединено с магматической камерой. В экспериментах использовалась система доплеровских радаров с непрерывным излучением для наблюдения под тремя различными углами примерно 50 взрывных извержений. Измерения показали, что скорость выброса кавитирующей магмы превышает 180 м/с, при этом газовые пузырьки в ней быстро расширяются, не осциллируют и взрываются вблизи свободной поверхности лавы. Это позволяет сделать вывод о том, что модель периодических выбросов при взрывных извержениях, основанная на предположении об осцилляционном характере динамики всплывающих пузырьков, для вулканов типа strombolian (с извержениями средней интенсивности), к числу которых относится вулкан Эребус, неприменима.

Несмотря на то что вязкость является одной из важнейших характеристик магматического расплава, определяющих структуру течения, при анализе механизмов периодичности выбросов развитие пограничных слоев на стенках канала практически не рассматривалось. Поскольку непосредственное наблюдение этого процесса в каналах вулканов невозможно, особую роль приобретают математические модели механики многофазных сред, а также данные по кинетике ожидаемых процессов.

В настоящей работе на основе полной математической модели восходящего потока магматического расплава в поле силы тяжести с учетом процессов зарождения кавитационных пузырьков и дегазации, динамики роста вязкости и кристаллизации магмы [17] исследуются нестационарная двумерная осесимметричная задача о динамике состояния вязкого расплава на начальной стадии вулканического извержения и особенности динамики структуры течения в окрестности стенки канала в случае стационарной и динамически возрастающей вязкости.

**1. Постановка задачи.** Цилиндрический вулканический канал с жесткими стенками частично (на высоту  $H$ ) заполнен газонасыщенной магмой (с начальной температурой  $T_0$ ) с кристаллическими зародышами, объемная концентрация которых равна  $N_{cr}$ . Концентрация растворенного газа  $C^{eq}(p)$  равна равновесной и определяется по закону Генри. На нижней границе столба магмы задано постоянное давление  $p_{ch}$ , давление в столбе магмы распределено в соответствии с законами гидростатики. Верхняя граница столба магмы отделена от атмосферы застывшей лавовой пробкой. В начальный момент времени пробка разрушается, давление на верхней границе падает до атмосферного, и по магме вертикально вниз начинает распространяться волна декомпрессии. При этом расплав за фронтом волны оказывается в пересыщенном состоянии, в результате чего в его объеме спонтанно зарождаются и начинают расти газовые пузырьки.

Течение кавитирующего магматического расплава описывается системой уравнений газовой динамики для средних давления  $p$ , плотности  $\rho$  и компонент массовой скорости  $u$ ,  $v$  с учетом переменной вязкости в уравнении Навье — Стокса:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial z} &= -\frac{Eu}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\text{Re} \rho} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \frac{v \mu}{r^2} \right], \\ \frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{Eu}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{1}{\text{Fr}} + \frac{1}{\text{Re} \rho} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]. \end{aligned}$$

Данная система дополняется системой уравнений [18], определяющих:

— состояние смеси и ее жидкого и газового компонентов:

$$\rho = \rho_l(1 - k), \quad p = p_0 + \frac{\rho c^2}{n} \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0(1 - k)} \right)^n - 1 \right], \quad \frac{4\pi}{3} p_g R^3 = \frac{m_g}{M} k_B;$$

— кинетику зарождения и роста пузырьков:

$$k = \frac{\varkappa}{1 + \varkappa}, \quad J = \exp \left\{ -G \left[ \left( \frac{p_{ch}}{\Delta p} \right)^2 - 1 \right] \right\},$$

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{Eu}{\rho} (p_g - p) + \frac{4\nu}{\text{Re}} \frac{\dot{R}}{R},$$

$$\text{Re Pr}_D \frac{dm_g}{dt} = 3R(C_i - C^{eq}(p_g)),$$

$$\varkappa = \frac{4\pi}{3} J_0 z_0^3 t_0 \int_0^t J(\tau) R^3(t - \tau) \exp \left( -\frac{4\pi}{3} J_0 z_0^3 t_0 (\zeta^3 - 1) \int_0^\tau J(\tau') R^3(\tau - \tau') d\tau' \right) d\tau;$$

— тепловой баланс и кинетику роста кристаллической массы:

$$\frac{dT}{dt} = \text{Ku} \frac{dX}{dt} - \text{Ku}' \frac{4\pi}{3} N_b z_0^3 \frac{dm_g}{dt},$$

$$X = \frac{4\pi}{3} N_{cr} \left( \int_0^t v_{cr} d\tau \right)^3, \quad v_{cr} = \Delta T;$$

— зависимость вязкости среды от концентрации растворенного газа [19]:

$$\mu = \mu^* \exp \left( \frac{E_\mu^*(1 - k_\mu C)}{k_B T} \right).$$

В приведенных выше уравнениях  $k$  — объемная концентрация газовой фазы;  $\varkappa$ ,  $N_b$  — объемная доля зарождающихся ядер кавитации и их плотность в единице объема;  $R$  — радиус зародыша;  $p_{ch}$  — давление в вулканической камере;  $J$  — частота нуклеации пузырьков;  $C_i$  — концентрация растворенного газа;  $X$  — объемная доля кристаллитов;  $v_{cr}$  — скорость роста кристаллов;  $\zeta^3 - 1$  — относительная толщина диффузионного слоя на кавитационном пузырьке; индексы  $l$ ,  $g$  определяют характеристики жидкого и газового компонентов соответственно;  $n = 7$  — параметр уравнения состояния Тэта для жидкого компонента;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $M$  — молекулярная масса газа;  $\nu = \mu/\rho$  — кинематическая вязкость;  $\tau$  — переменная интегрирования; числа Эйлера  $Eu = p_0/(\rho_0 u_0^2)$ ,

Фруда  $Fr = u_0/(gt_0)$ , Рейнольдса  $Re = z_0 u_0/\nu_0$ , Гиббса  $G = (16\pi/3)\sigma^3/(p_{ch}^2 k_B T)$ , Прандтля  $Pr_D = \nu_0/D$ , Кутателадзе  $Ku = L/(cT_0)$ ,  $Ku' = r_D/(cT_0)$  — числа подобия;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $D$  — коэффициент диффузии газа в расплаве;  $L$ ,  $r_D$  — теплота кристаллизации и десорбции;  $c$  — теплоемкость магмы. Система записана в безразмерных переменных, отнесенных к их начальным значениям.

В качестве граничных использованы следующие условия: на стенке канала компоненты скорости  $v = 0$ ,  $u = 0$  (условие прилипания); на оси симметрии радиальная компонента скорости  $v = 0$ ; на свободной границе  $S$   $p = p_0$  и  $\partial S/\partial t = \partial(\mathbf{v}, \mathbf{u})/\partial \mathbf{n}$ ; на границе с магматической камерой  $p = p_{ch}$ .

**2. Результаты моделирования.** Расчеты проводились при следующих условиях: начальная высота столба магматического расплава в канале вулкана  $H = 1$  км, диапазон радиусов канала  $R = 10 \div 100$  м, давление в очаге вулкана  $p_{ch} = 170$  МПа, температура  $T = 1150$  К, начальная плотность магматического расплава  $\rho_0 = 2300$  кг/м<sup>3</sup>, начальное значение массовой концентрации растворенного газа  $C_0 = 5$  %. С целью оценки вероятной “предельной” глубины склерозирования канала вулкана пограничным слоем выполнены также расчеты для каналов радиусом 500 и 1000 м. Приведенные выше параметры имеют следующие значения: постоянная Генри  $K_H = 4,33 \cdot 10^{-6}$  Па<sup>-1/2</sup>,  $D = 2 \cdot 10^{-11}$  м<sup>2</sup>/с,  $\sigma = 0,076$  Дж/м<sup>2</sup>, энергия активации “сухого” расплава  $E_\mu^* = 5,1 \cdot 10^{-19}$  Дж, эмпирическая константа  $k_\mu = 11$ , константа  $\mu^* = 10^{-2,5}$  Па·с,  $L = 1,4 \cdot 10^5$  Дж/кг,  $c = 1,35 \cdot 10^3$  Дж/кг,  $N_{cr} = 10^{12}$  м<sup>-3</sup>,  $Eu \approx 1$ ,  $Re \approx 1$ ,  $Fr \approx 1$ ,  $G = 16$ ,  $Pr_D \approx 10^{11}$ .

Течение неподвижной в начальный момент времени магмы начинает формироваться за фронтом волны декомпрессии, которая распространяется вниз по каналу после разрушения диафрагмы, отделяющей заполненный магмой канал от свободной поверхности. При больших значениях вязкости расплава форма свободной поверхности неизвестна и должна рассчитываться, но на данном этапе задача о неизвестной свободной поверхности не рассматривалась. На каждом шаге по времени свободная граница выравнивалась, при этом считалось, что поверхность остается плоской и движется со средней по сечению массовой скоростью. Результаты расчетов представлены в размерных переменных.

По мере развития кавитации за фронтом волны декомпрессии высота  $H$  исследуемого столба магмы увеличивается и, как показали расчеты, к моменту времени  $t = 1,1$  с составляет приблизительно 1200 м. Вследствие большой вязкости среды радиальная компонента скорости  $v$  во всей области практически равна нулю. Заметим, что согласно [20] распространение волны разрежения (волны декомпрессии) в кавитирующей среде приводит к существенному изменению ее профиля: волна разделяется на предвестник, который распространяется со скоростью звука в невозмущенной среде, и основное возмущение, распространяющееся с существенно меньшей скоростью в двухфазной среде. При этом скорость основной волны может уменьшаться, если перед ее фронтом динамически развивается пузырьковая кавитация.

*2.1. Случай постоянной вязкости расплава.* Сначала рассматривалась упрощенная постановка нестационарной задачи, согласно которой вязкость постоянна по высоте столба и выделение растворенного в расплаве газа не оказывает на нее влияния. Численный анализ развития пограничного слоя проводился для трех значений постоянной вязкости расплава  $\mu = 10^3, 10^5, 10^7$  Па·с.

На рис. 1, *a* (ось симметрии канала слева, стенка канала справа) показана структура течения в восходящем потоке магмы ( $\mu = 10^3$  Па·с), сформировавшегося к моменту времени  $t = 4$  с в канале вулкана радиусом 10 м. Видно, что в окрестности стенки формируется пограничный слой толщиной примерно 0,5 м, в котором значение массовой скорости находится в диапазоне  $u = 0 \div 8$  м/с. В интервале  $H = 0 \div 800$  м этот диапазон практически не меняется. По мере приближения к свободной поверхности толщина пограничного слоя

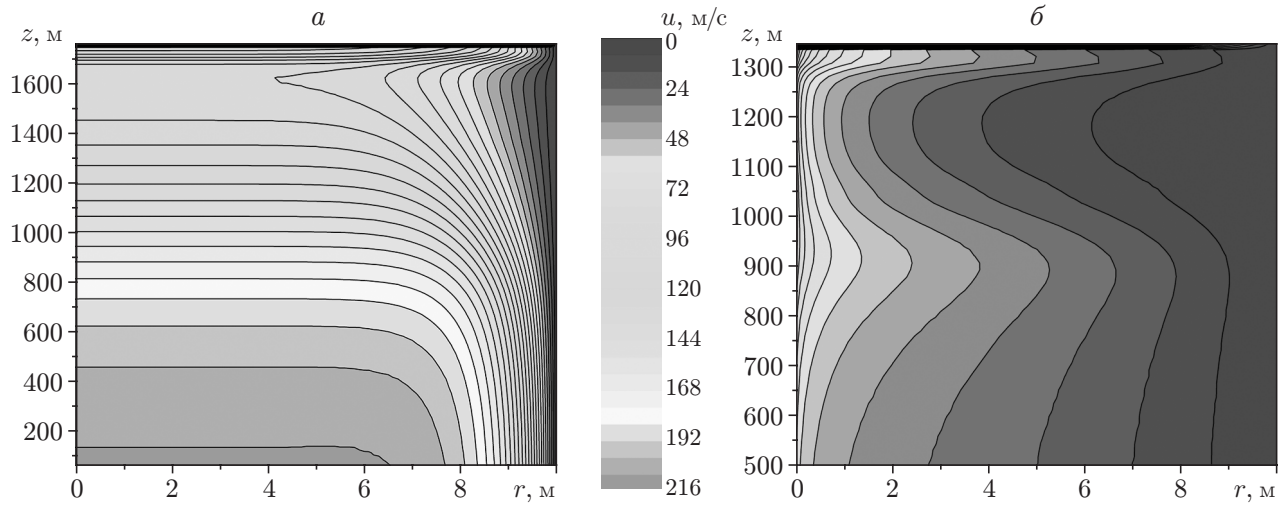


Рис. 1. Профили пограничных слоев в канале радиусом 10 м:  
*a* —  $\mu = 10^3$  Па·с,  $t = 4$  с; *б* —  $\mu = 10^5$  Па·с,  $t = 2$  с

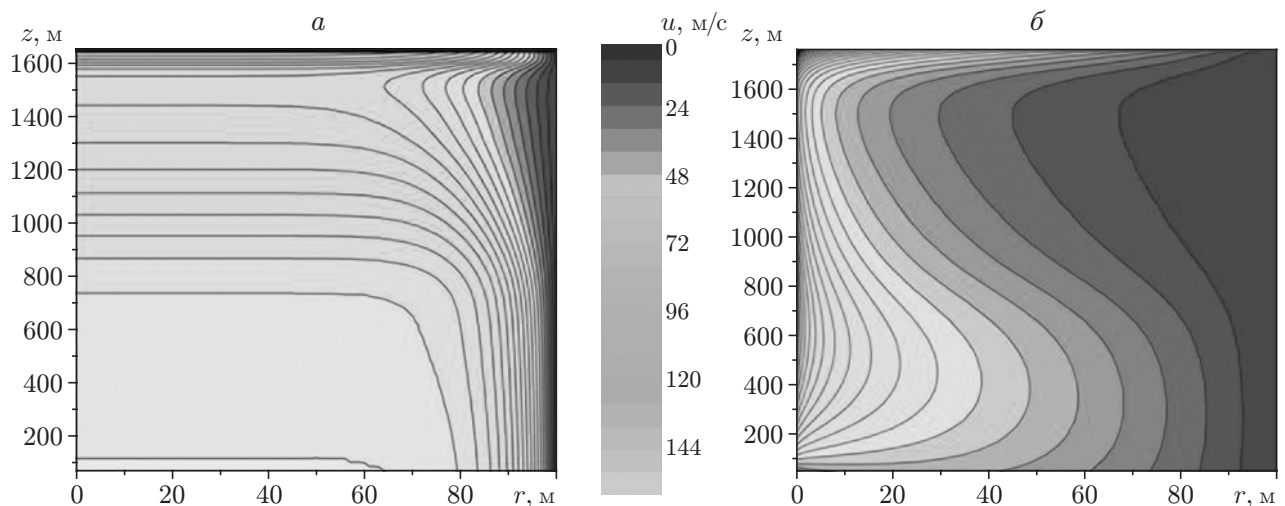


Рис. 2. Профили пограничных слоев в канале радиусом 100 м:  
*a* —  $\mu = 10^5$  Па·с,  $t = 3,5$  с; *б* —  $\mu = 10^7$  Па·с,  $t = 4$  с

увеличивается, достигая максимума (1,5 ÷ 2,0 м) на высоте  $H \approx 1500$  м. В непосредственной близости от свободной поверхности толщина пограничного слоя вновь уменьшается до 0,5 м.

На рис. 1,б представлена структура течения при  $\mu = 10^5$  Па·с в таком же канале в момент времени  $t = 2$  с. Видно, что при увеличении вязкости на два порядка канал радиусом 10 м практически полностью перекрывается пограничным слоем.

Согласно расчету, результаты которого приведены на рис. 2,а, в случае канала радиусом 100 м в потоке магмы вязкостью  $10^5$  Па·с вблизи стенки канала формируется пограничный слой, толщина “ядра” которого на высоте  $H = 1500$  м порядка 15 м ( $t = 3,5$  с), а в целом, судя по конфигурации изолиний, приблизительно равна 30 м. При увеличении вязкости расплава до значения  $\mu = 10^7$  Па·с (рис. 2,б) пограничный слой на той же высоте “прорастает” по ширине канала до 70 ÷ 80 м. На расстоянии 50 м от оси пограничный слой занимает значительную часть канала в области между значениями  $H = 1700$  м и  $H = 800$  м и прижимает поток к оси ( $t = 4$  с).

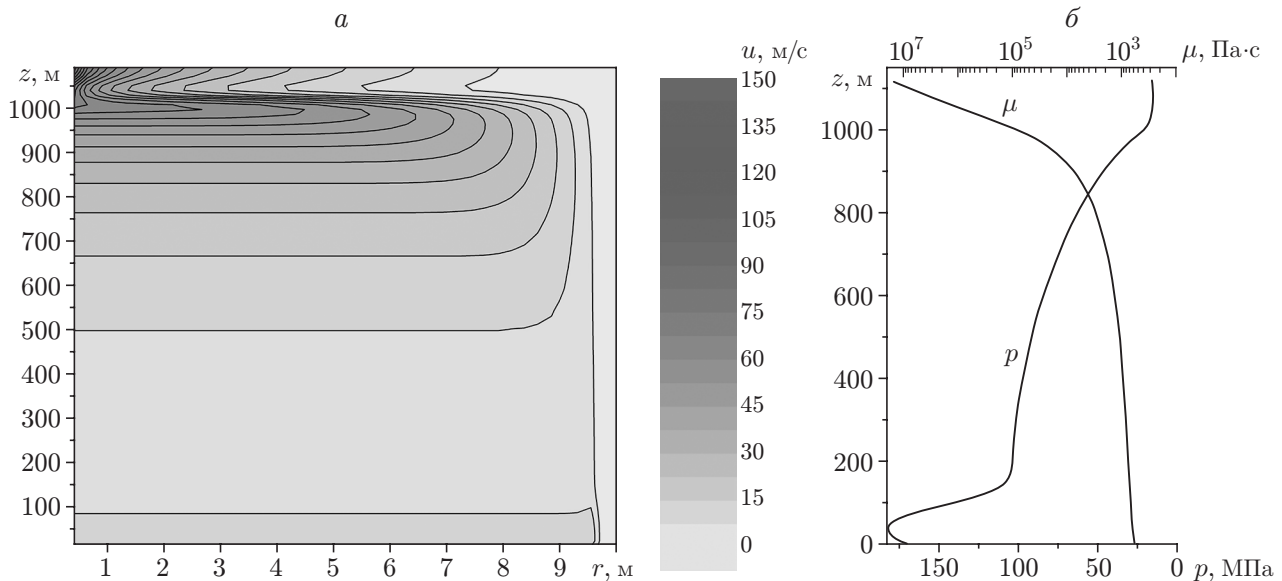


Рис. 3. Структура течения (а) и распределения давления  $p$  в волне декомпрессии и вязкости  $\mu$  вдоль столба магмы (б) при  $t = 0,7$  с

2.2. *Случай динамически изменяющейся вязкости.* Численный анализ динамики состояния магматического расплава с вязкостью, зависящей от процессов нуклеации кавитационных зародышей за фронтом волны декомпрессии и диффузии из расплава растворенного в нем газа (рис. 3, 4), показал, что в этом случае структура потока существенно отличается от рассмотренных выше (см. рис. 1, 2). Прежде всего необходимо отметить, что в потоке вязкость расплава магмы в окрестности вулканической камеры может быть на несколько порядков меньше, чем вблизи свободной поверхности. При этом ее распределение вдоль канала меняется во времени.

На рис. 3,а представлена структура течения, сформировавшаяся к моменту времени  $t = 0,7$  с, когда фронт волны декомпрессии (кривая  $p(z)$  на рис. 3,б), распространяясь от свободной поверхности вдоль столба расплава, достигает его нижнего уровня (границы раздела с магматической камерой), на котором задано постоянное давление. Скачок давления в окрестности этой границы (кривая  $p(z)$  на рис. 3,б) и увеличение массовой скорости до значения  $u = 40$  м/с на расстоянии 100 м от нее свидетельствуют о том, что отраженная волна является волной сжатия.

Пограничный слой, сформировавшийся к моменту времени  $t = 0,7$  с, на высоте  $H = 100$  м имеет толщину, приближенно равную 0,5 м, которая линейно увеличивается до  $0,7 \div 0,8$  м на высоте от  $H = 100$  м до  $H = 1000$  м. Вблизи свободной поверхности в распределении вязкости возникает сильный градиент (кривая  $\mu(z)$  на рис. 3,б) — вязкость увеличивается более чем на три порядка. Начиная со значения  $H = 1000$  м толщина пограничного слоя резко увеличивается. Слой принимает форму своеобразного выступа на стенке канала и занимает значительную часть его сечения, за исключением небольшого участка радиусом около 2 м вблизи оси симметрии, где скорость потока приближенно равна 80 м/с. При этом пограничный слой “прорастает” вдоль столба магмы примерно на  $50 \div 70$  м (на расстоянии  $5 \div 6$  м от оси симметрии), формируя своего рода “диафрагму”.

На рис. 3 видна на первый взгляд незначительная особенность — зависимость между скачком давления в интервале  $H = 0 \div 100$  м и толщиной пограничного слоя, которая при повышении давления уменьшается. Из рис. 4, на котором представлены структура течения, сформировавшаяся к моменту времени  $t = 1,1$  с, а также распределения давления

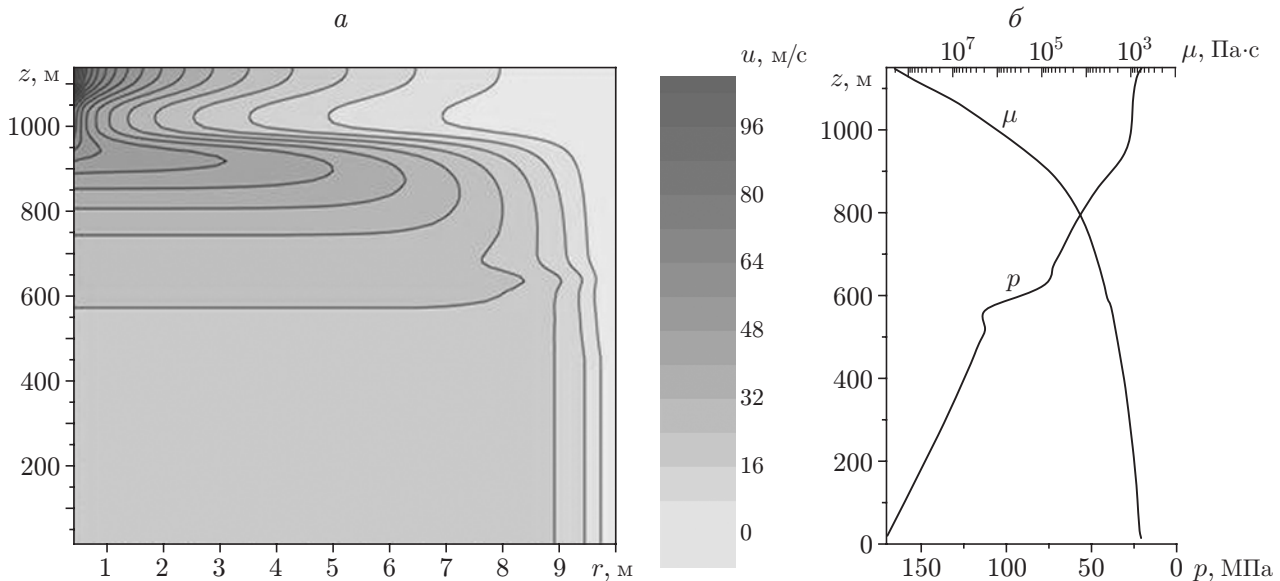


Рис. 4. Структура течения (а) и распределение давления  $p$  и вязкости  $\mu$  вдоль столба магмы (б) при  $t = 1,1$  с

и вязкости, следует, что этот эффект не является случайным. При  $t = 1,1$  с волна сжатия (скачок на кривой  $p(z)$ ), отраженная от нижней границы области, достигает высоты  $H = 600$  м (см. рис. 4, б). На рис. 4, а видно, что на этой высоте толщина пограничного слоя значительно уменьшается. Механизм данного явления очевиден: повышение давления в отраженной волне сжатия обуславливает уменьшение степени пересыщения магмы растворенным газом, что приводит к уменьшению вязкости расплава и как следствие к локальному уменьшению толщины пограничного слоя.

На рис. 4 также видно, что в течение 0,4 с толщина пограничного слоя на стенке увеличилась с 1,2 до 2 м в диапазоне значений  $H = 0 \div 900$  м. На большей высоте картина, по сути, аналогична представленной на рис. 3, меняется только масштаб характерных структур: пограничный слой “прорастает” вглубь столба расплава практически на 200 м, формируя “диафрагму”, которая перекрывает около 70–80 % (по радиусу) площади сечения канала. При  $H \approx 1000$  м течение расплава также сосредоточено вблизи оси симметрии, а его скорость достигает 100 м/с.

Динамика профиля скорости в поперечном сечении “диафрагмы”, перекрывающей сечение канала (см. рис. 3, 4), представлена на рис. 5. Видно, что в этой зоне первоначально классический профиль скорости (кривая 1) по мере развития кавитационных процессов вследствие диффузии растворенного в расплаве газа в кавитационные пузырьки и быстрого увеличения вязкости к моменту времени  $t = 0,8$  с практически полностью меняет характер (кривая 4), а при  $t = 1,1$  с течение оказывается локализованным в узкой зоне в окрестности оси симметрии (кривые 5, 6 на рис. 5).

Анализ приведенных результатов расчета для канала радиусом 10 м позволяет сделать предположение о возможности дальнейшего увеличения склерозирования канала вплоть до его полного перекрытия. Это предположение подтверждается результатами исследования развития пограничного слоя в каналах радиусом 100, 500 и 1000 м (рис. 6, 7). В частности, анализ динамики структуры потока в канале радиусом 100 м показал, что уже на начальном этапе распространения волны декомпрессии по магматическому столбу развитие пограничного слоя за ее фронтом имеет особенность: начиная со значения  $H \approx 1000$  м он быстро растет в направлении оси, одновременно захватывая верхнюю

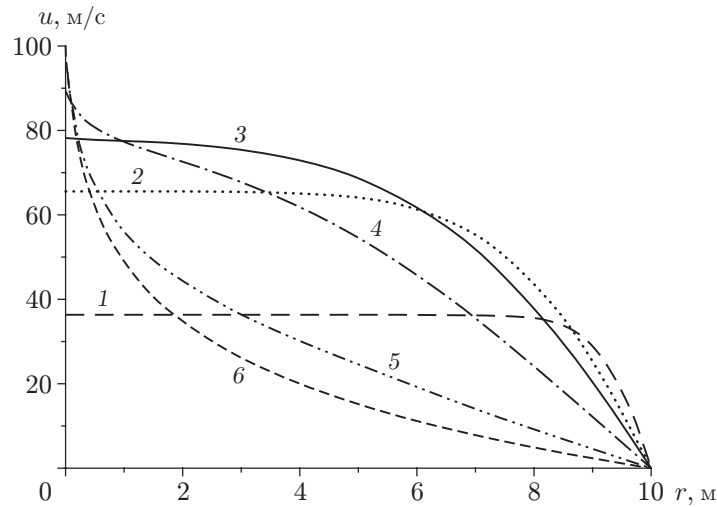


Рис. 5. Динамика профиля скоростей в среднем поперечном сечении “диафрагмы” магматического канала в различные моменты времени:  
 1 —  $t = 0,3$  с; 2 —  $t = 0,6$  с; 3 —  $t = 0,7$  с; 4 —  $t = 0,8$  с; 5 —  $t = 0,9$  с; 6 —  $t = 1,1$  с

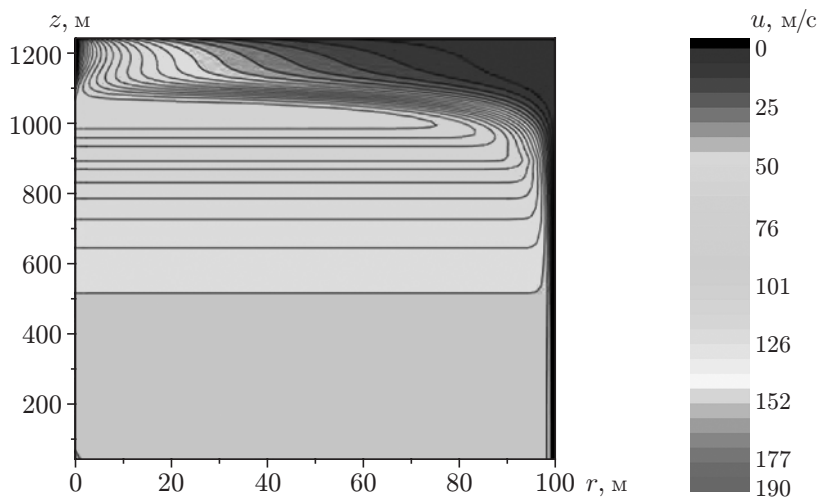
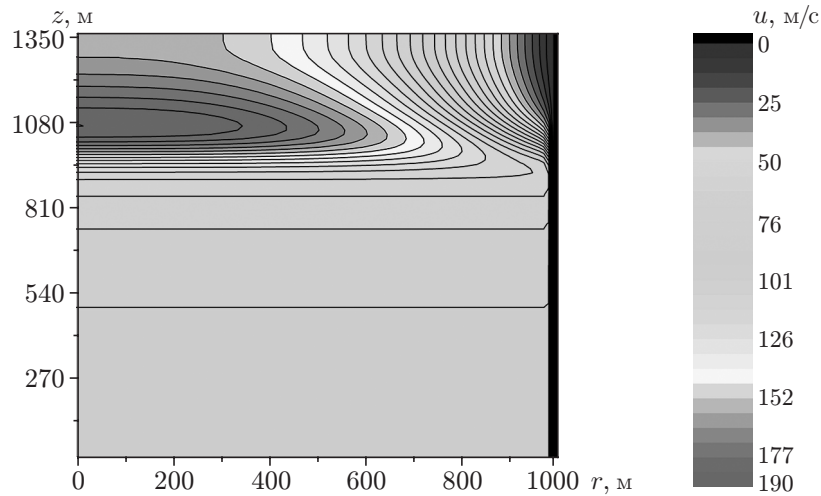
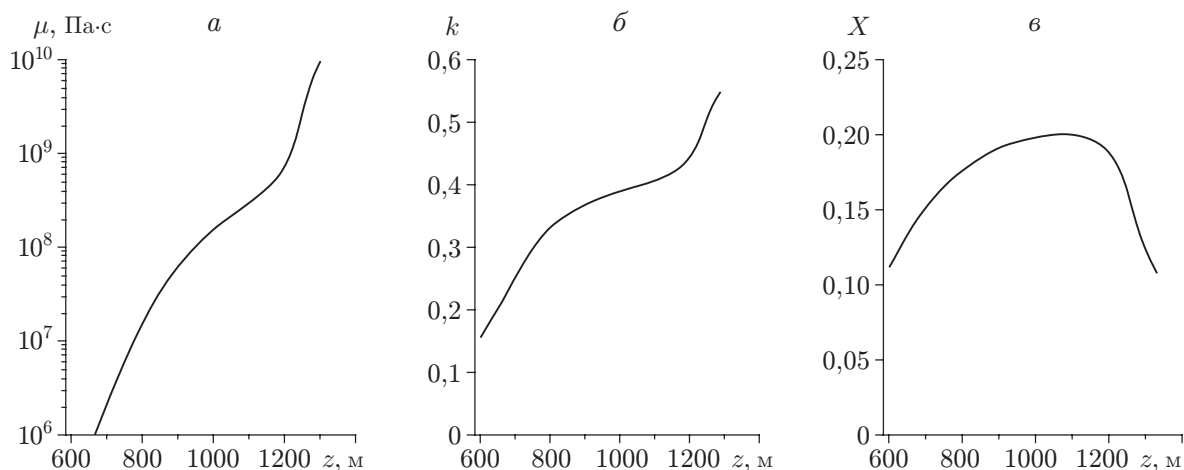


Рис. 6. Структура течения в канале радиусом  $r = 100$  м при  $t = 1,4$  с

часть столба, в которой интенсивно развивается кавитация. К моменту времени  $t = 0,75$  с формирование пограничного слоя в поперечном сечении канала практически завершается. Пограничный слой занимает значительную часть площади сечения канала, а толщина образовавшейся “диафрагмы” (приблизительно равная 40 м) с внутренним радиусом вблизи оси симметрии, равным  $20 \div 30$  м, со временем увеличивается и к моменту  $t = 1,4$  с достигает примерно 150 м (см. рис. 6).

При дальнейшем увеличении радиуса канала структура течения не меняется: пограничный слой растет преимущественно в верхней зоне магматического столба, поток прижимается к оси симметрии, а его скорость возрастает (см. рис. 7). В каналах радиусом 500 и 1000 м структура пограничного слоя свидетельствует о взрывном характере его развития: на высотах  $H = 0 \div 1000$  м пограничный слой имеет примерно постоянную толщину, а на высотах  $H = 1080 \div 1350$  м она резко увеличивается до 150 м. Взрывной характер развития пограничного слоя можно объяснить, сравнив распределения основных характеристик



Рис. 7. Структура течения в канале радиусом  $r = 1000$  м при  $t = 2$  сРис. 8. Распределения вязкости (*a*), объемных концентраций газовой (*б*) и кристаллической (*в*) фаз вдоль оси  $z$  в момент времени  $t = 2,1$  с

трехфазной магмы (рис. 8) [17]. На рис. 8 видна корреляция между интенсивным ростом вязкости расплава (почти на два порядка), резким увеличением концентрации газовой фазы и уменьшением доли кристаллической фазы. Поскольку процесс нуклеации в верхней части магматического столба завершился задолго до рассматриваемого момента времени, скачок функции  $k$  можно объяснить, по-видимому, только “выбросом” в кавитационные пузырьки значительной массы растворенного в магме газа. Потеря газа обуславливает рост вязкости и как следствие взрывной характер формирования пограничного слоя.

**Заключение.** Как показал численный анализ динамики структуры поля массовых скоростей вязкой магмы, на стенках канала вулкана может наблюдаться формирование пограничного слоя, интенсивное развитие которого наряду с сильным градиентом толщины пограничного слоя по высоте столба магмы обуславливает эффект склерозирования канала.

По мере увеличения вязкости от значения  $\mu = 10^3$  до значений  $\mu = 10^5, 10^7$  Па·с характерная толщина пограничного слоя становится сравнимой с радиусом канала. В частности, каналы радиусом 10 м ( $\mu = 10^5$  Па·с) и 100 м ( $\mu = 10^7$  Па·с) практически по

всей высоте перекрываются пограничным слоем, который зажимает поток в узкой зоне в окрестности оси симметрии.

При учете зависимости вязкости от процессов нуклеации кавитационных зародышей и диффузии из расплава растворенного в нем газа структура потока существенно меняется. В канале радиусом 10 м пограничный слой перекрывает значительную часть площади сечения канала на высоте  $H \approx 1000$  м (приблизительно 70–80 % по радиусу) и “прорастает” вглубь столба расплава практически на 200 м. При этом пограничный слой приобретает четко выраженную структуру типа “диафрагмы”, которая на глубине 200 м вдоль оси зажимает поток кавитирующей магмы в канале радиусом  $2 \div 3$  м. Скорость течения расплава в этом канале в окрестности оси симметрии увеличивается до 100 м/с.

Приведенные результаты позволяют предполагать, что интенсивный рост пограничных слоев, занимающих значительную часть площади поперечного сечения канала вулкана, может служить одним из механизмов, определяющих периодичность (цикличность) выбросов, имеющих взрывной характер, при вулканическом извержении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Gonnermann H. M., Manga M.** The fluid mechanics inside a volcano // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2007. V. 39. P. 321–356.
2. **Jaupart C., Vergnolle S.** Laboratory models of hawaiian and strombolian eruptions // *Nature.* 1988. V. 331. P. 58–60.
3. **Parfitt E. A.** A discussion of the mechanisms of explosive basaltic eruptions // *J. Volcanol. Geotherm. Res.* 2004. V. 134. P. 77–107.
4. **Blackburn E. A., Wilson L., Sparks S.** Mechanism and dynamics of strombolian activity // *J. Geol. Soc. London.* 1976. V. 132. P. 429–440.
5. **Wilson L.** Relationships between pressure, volatile content and ejecta velocity in three types of volcanic explosion // *J. Volcanol. Geotherm. Res.* 1980. V. 8. P. 297–313.
6. **Кедринский В. К., Макаров А. И., Стебновский С. В., Такаяма К.** Взрывное извержение вулканов: некоторые подходы к моделированию // *Физика горения и взрыва.* 2005. Т. 41, № 6. С. 193–201.
7. **Kedrinskii V. K., Makarov A. I.** Dynamics of cavitating magma state at explosive eruption // *Proc. of the 6th Intern. symp. on cavitation (CAV2006), Wageningen (Netherlands), 11–15 Sept. 2006.* Wageningen: Maritime Res. Inst. Netherlands, 2006. Paper 167. P. 1–8.
8. **Vergnolle S., Jaupart C.** Dynamics of degassing at Kilauea volcano, Hawaii // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 2793–2809.
9. **Swanson D. A., Holcomb R. T.** Regularities in growth of the Mount St. Helens dacite dome 1980–1986 // *Lava flows and domes: Emplacement mechanisms and hazard implications* / Ed. by J. H. Fink. Berlin: Springer Verlag, 1990. P. 3–24.
10. **Voight B., Sparks S., Miller A. D., et al.** Magma flow instability and cyclic activity at Soufriere Hills Volcano, Montserrat, British West Indies // *Science.* 1999. V. 283. P. 1138–1142.
11. **Kedrinskii V. K.** Explosive eruptions of volcanoes: simulation, shock tube methods and multi-phase mathematical models (plenary lecture) // *Proc. of the 26th Intern. symp. on shock waves, Goettingen (Germany), 17–21 July 2007.* Berlin; Heidelberg: Springer Verlag, 2009. V. 1. P. 19–26.
12. **Denlinger R. P., Hobitt R. P.** Cyclic eruptive behavior of silicic volcanoes // *Geology.* 1999. V. 27. P. 459–462.
13. **Barmin A., Melnic O., Sparks S.** Periodic behavior in lava dome eruptions // *Earth. Planet. Sci. Lett.* 2002. V. 199. P. 173–184.

14. **Mitchel K. L.** Coupled conduit flow and shape in explosive volcanic eruptions // *J. Volcanol. Geotherm. Res.* 2005. V. 143. P. 187–203.
15. **Rubin A. M.** Propagation of magma-filled cracks // *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 1995. V. 23. P. 287–336.
16. **Gerst A., Hort M., Kyle P. R., Voege M.** The first second of a strombolian eruption: velocity observations at Erebus volcano, Antarctica // *EOS. Trans. Amer. Geophys. Union.* 2006. V. 87, N 52. Fall Meet. Suppl. Abstr. V31G-04.
17. **Кедринский В. К., Давыдов М. Н., Чернов А. А., Такаяма К.** Начальная стадия взрывного извержения вулканов: динамика состояния магмы в волнах разгрузки // *Докл. АН.* 2006. Т. 407, № 2. С. 190–193.
18. **Кедринский В. К., Давыдов М. Н., Чернов А. А., Такаяма К.** Зарождение и развитие кавитации в магме при динамической разгрузке // *ПМТФ.* 2005. Т. 46, № 2. С. 71–80.
19. **Persikov E. S.** The viscosity of magmatic liquids: experiment, generalized patterns. A model for calculation and prediction. Applications // *Physical chemistry of magmas. V. 9. Advances in physical geochemistry.* N. Y. etc.: Springer Verlag, 1991. P. 1–40.
20. **Kedrinskii V. K., Plaksin S.** Rarefaction wave structure in a cavitating liquid // *Proc. of the 11th symp. on nonlinear acoustics, Novosibirsk, Aug. 24–28, 1987.* Novosibirsk: Sib. Branch USSR Acad. Sci., 1987. V. 1. P. 51–55.

*Поступила в редакцию 1/VI 2009 г.*

---