

УДК 532.529

© 1993 г. А. А. БАРМИН, О. Э. МЕЛЬНИК

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ДИНАМИКИ ИЗВЕРЖЕНИЯ СИЛЬНОВЯЗКИХ ГАЗОНАСЫЩЕННЫХ МАГМ

Загазованная магма с механической точки зрения обладает рядом особенностей, отличающих ее от других многофазных сред. Это большая вязкость, сильно зависящая от концентрации растворенного газа, малый коэффициент диффузии растворенного газа и необычный закон растворимости. Характерной особенностью извержения как течения жидкости является большой перепад давления, так что в результате выделения газов из расплава при подъеме магмы происходит переход от гомогенного режима к газозвеси. Простейшие стационарные одномерные модели таких течений [1—3] состоят из законов сохранения массы жидкого и газового компонентов, уравнений изменения импульса для смеси в целом, уравнений состояния в пузырьковой и газозвесной зонах и при этом содержат только одно дифференциальное уравнение.

Основные различия возникают при описании механизма перехода от пузырьковой жидкости к газозвеси. Так, в [1, 2] принимается условие мгновенной коалесценции газовых пузырьков при достижении ими состояния плотной упаковки, при этом газ и образующиеся частицы имеют одну и ту же скорость. Это условие неприменимо для крупных частиц (≈ 1 см), характерных для вулканических извержений [3].

В [3] вместо поверхности разрушения введена область, названная автором «разрушающаяся пена», которая моделируется двухскоростной пористой средой с силой сопротивления канала вулкана, определяющейся из закона Пуазейля по вязкости магмы. Скорость же проскальзывания определяется из равенства силы сопротивления частицы ее весу, как в разреженных газозвесах. Это дает конечное значение относительной скорости газа даже при его объемной доле, равной нулю.

В [4] строится более полная модель, учитывающая в отличие от [1—3] конечность коэффициента диффузии растворенных газов, зависимость вязкости магмы от их концентрации, температуры и объемной доли пузырьков, а также теплообменные процессы и инерционность частиц. При описании разрушения пористой структуры для движения газовой фазы применялся закон Дарси с переменной проницаемостью среды.

В [4—6] получено решение стационарной краевой задачи истечения магмы из очага с заданным давлением по каналу заданной длины и получены зависимости расхода магмы от параметров извержения. Показано, что при некоторых значениях определяющих параметров решение стационарной задачи не единственно. При этом эволюция при монотонном изменении параметров может приводить к скачкообразному усилению и ослаблению извержения.

Модели [1—4] описывают течение магмы по каналу в случае, если процесс роста пузырька не сопровождается созданием в нем заметного избыточного давления по сравнению с давлением в жидкости.

Впервые на возможность накопления потенциальной энергии сжатого газа в процессе роста пузырька в магме обращается внимание в [7]. В [8] качественно предложено рассматривать процесс извержения как распространение в канале вулкана волны разрежения аналогично процессам, происходящим в камерах высокого давления в ударных трубах. Однако причины создания высокого давления не обсуждаются.

Соединение идей [7] с волновой концепцией вулканического извержения нашло отражение в [9], где рассматривается распространение волны дробления, аналогичной [10], по затвердевшей

магме, содержащей пузырьки газа с избыточным давлением газа в них. В [11] рассматривались условия, приводящие к образованию такой среды.

Ниже предлагается вариант модели [4], в котором учитывается неравновесность давления в пузырьке и в жидкости при отсутствии полного ее затвердевания. Область фрагментации моделируется волной дробления с учетом скоростной и температурной неравновесности частиц образующейся газозвеси и ее полидисперсности. На основании построенной модели проведены расчеты стационарного истечения магмы при заданном перепаде давлений и длине канала. Результаты расчетов показывают, что учет неравновесности давлений приводит к качественно новой зависимости расхода от определяющих параметров и позволяет предложить отличной от [3] механизм катастрофического усиления извержения.

1. Постановка задачи течения сильновязкой газированной магмы. При течении магмы по каналу вулкана давление падает от величины порядка нескольких кбар до атмосферного, при этом растворенный в ней газ выделяется в свободную фазу. Связь между равновесной концентрацией растворенного газа c и давлением p дается следующей экспериментальной формулой:

$$c = k_p \sqrt{p}, \quad k_p = (4,11 - 6,33) \cdot 10^{-6} \text{ Па}^{-1/2}, \quad c \approx 3 - 10\% \quad (1.1)$$

Коэффициент k_p зависит от типа магмы и состава растворенных летучих, температурная зависимость растворимости слабая [12].

Реология магматического раствора сложна и зависит от многих факторов: температуры, давления, состава, содержания летучих компонентов. Будем моделировать магму ньютоновской жидкостью с вязкостью [4], зависящей от концентрации растворенного газа и температуры

$$\mu = \mu_0 \exp\left(\frac{a}{RT} \exp(-Bc)\right), \quad \mu_0 = \mu_{00} \exp\left(\frac{A}{RT}\right), \quad \mu \approx 10^3 - 10^8 \text{ Па} \cdot \text{с} \quad (1.2)$$

Здесь μ_0 — вязкость «сухой» магмы.

Пока давление в поднимающейся магме больше давления насыщения $p_0 = c_0^2/k_p^2$, в канале движется гомогенная жидкость. Пересыщение, необходимое для начала нуклеации, составляет ≈ 10 бар [17]. В силу малости длины зоны нуклеации [17] считаем, что в объеме магмы мгновенно возникает n_0 зародышей, как только давление станет меньшим p_0 . При течении пузырьковой жидкости по каналу вулкана вязкость магмы увеличивается при отделении газа из раствора и падении температуры. Вследствие роста пузырьков плотность смеси уменьшается, а скорость ее увеличивается. Все это приводит к тому, что давление в пузырьке перестает отслеживать изменение давления в жидкости, возникает избыточное давление. При росте избыточного давления в пузырьке в какой-то момент произойдет разрушение межпузырьковых перегородок с высвобождением газа, находящегося в пузырьках. В результате дробления пузырьковой жидкости давление в газовой фазе, а следовательно, и плотность газа уменьшаются, а скорость его растет, среда переходит в поток газозвеси.

Выпишем модель пузырьковой жидкости в квазиодномерной стационарной постановке при учете неравновесности давлений в пузырьке и жидкости (к уравнениям [4] добавится уравнение Рэлlea — Ламба). В безразмерных переменных [4] система имеет вид

$$S(1 - \alpha)(1 - c)v = Q(1 - c_0), \quad Snv = Q \quad (1.3)$$

$$S(\delta p_2 \alpha - (1 - \alpha)c)v = c_0 Q, \quad \alpha = \alpha_* a^3 n$$

$$\text{Pe}_D v \frac{d p_2}{dx} = \frac{3}{2} \left(j - \text{Pe}_D p_2 v \frac{da}{dx} \right), \quad j = \frac{1}{\delta} \frac{c - c_x}{a}, \quad c_x = c_0 \sqrt{p_2} \quad (1.4)$$

$$v \frac{da}{dx} = \frac{Pr_D a}{Pe_D 4 \mu} (p_2 - p_1). \quad (1.5)$$

$$\frac{dp_i}{dx} = -\rho - F_w, \quad p_i = (1 - \alpha) p_1 + \alpha p_2, \quad F_w = \lambda Ar \mu v \quad (1.6)$$

$$\rho v (1 + q_1) \frac{dT}{dx} + p_i \delta (\gamma - 1) \frac{dv}{dx} = Q_j + N_d \quad (1.7)$$

$$N_d = F_w v \delta (\gamma - 1), \quad Q_j = -\frac{3}{2} n \frac{\alpha_*}{Pe_D} a^2 j q_2, \quad p_2 = \rho_2 T$$

$$\delta = \frac{\rho_{20}^\circ}{\rho_1^\circ}, \quad Ar = \frac{\mu_0 v_0}{\rho_1^\circ g a^2}, \quad \alpha_* = \frac{4}{3} \pi a_0^2 n_0$$

$$Pe_D = \frac{\rho_1^\circ g V_0}{D \rho_0 a_0^2}, \quad Pr_D = \frac{\rho_0 a_0}{\mu_0 D}, \quad q_1 = \frac{Q_{kp}}{c_1 T_0}, \quad q_2 = \frac{Q_{H_2O}}{c_1 T_0}$$

$$Re_p = \frac{a \rho_1^\circ \sqrt{p}}{\mu \rho_1^\circ}$$

Здесь (1.3) — уравнения сохранения массы жидкой и газовой фазы, числа пузырьков, (1.4) — уравнение баланса массы для одного пузырька, (1.5) — уравнение типа Рэллея — Ламба для роста пузырька без учета радиальной инерции жидкости [13] ($Re_p < 1$), (1.6) — уравнение импульса для смеси в целом: (1.7) — уравнение изменения внутренней энергии смеси, учитывающее конвективный перенос тепла, выделение тепла при кристаллизации, работу давления на расширение смеси, теплоотдачу при выделении летучих из расплава, а также диссипацию энергии в жидкости.

Как показывают результаты предварительных расчетов, нарастание избыточного давления в растущем пузырьке имеет экспоненциальный характер, а ширина зоны резкого возрастания избыточного давления мала по сравнению с характерным размером задачи. Поэтому будем моделировать зону разрушения пузырьковой структуры разрывом, который назовем аналогично [11] волной дробления.

Будем считать, что газозвесь полидисперсная, состоит из крупных частиц, не успевающих релаксировать по скорости и температуре, и мелких, находящихся в скоростном и термодинамическом равновесии с газом. Это позволит учесть влияние дисперсной фазы на скорость звука.

Запишем систему соотношений на волне дробления, переводящей пузырьковую жидкость с избыточным давлением в пузырьках в полидисперсную газозвесь. Будем считать крупные частицы пористыми. Конкретизируем состояние среды до и после разрыва. Пузырьковая жидкость характеризуется величинами $\alpha, v, \rho_1^\circ, \rho_2^\circ, p_1, p_2, T$; газозвесь характеризуется параметрами: β — объемная доля газа с мелкими частицами, ν — объемная доля мелких частиц в объеме газа, ρ_{2p}° и ρ_{2g}° — плотности газа в пористых частицах и свободного газа соответственно, v_1, v_2, T_1, T_2 — скорости и температуры крупных частиц и газа соответственно, давлением в газе p_g .

Пусть в образовавшейся газозвеси взаимодействие крупных и мелких частиц не приводит к их слипанию, т. е. отношение массы крупных частиц к массе мелких в единице объема m сохраняется

$$m = \frac{\beta \nu V_2}{(1 - \alpha)(1 - \beta) v_1 + \beta \nu v_2} = \text{const} \quad (1.8)$$

Считаем, что пористость частиц в волне дробления не меняется, $\alpha = \text{const}$. Если газ, оставшийся в порах, из них впоследствии не вытекает, то $\rho_{2p} = \text{const}$.

Если же поры сообщаются со свободным газом, то давление в порах и в газе одинаково и $\rho_{2p} = p_g/RT_1$. Плотность свободного газа определяется по уравнению состояния $\rho_{2g} = p_g/RT_2$.

На разрыве должны выполняться интегральные законы изменения массы, импульса и энергии для жидкого и газообразного компонента, часть из которых могут быть заменены суммарными законами сохранения. Соотношения на волне дробления выпишем в безразмерной форме

$$(1 - \alpha) v = (1 - \alpha) (1 - \beta) v_1 + \beta v v_2 \quad (1.9)$$

$$\rho_2 \alpha v = \rho_{2p} \alpha (1 - \beta) v_1 + \rho_{2g} \beta (1 - v) v_2$$

$$\rho v^2 + \text{Eu} p_s = \text{Eu} p_g + (1 - \alpha + \delta \rho_{2p} \alpha) (1 - \beta) v_1^2 + (\delta \rho_{2g} (1 - v) + v) \beta v_2^2 \quad (1.10)$$

$$\rho v \left(cT + \frac{1}{2} v^2 \right) + \text{Eu} p_s v = \text{Eu} p_g ((1 - \beta) v_1 + \beta v_2) +$$

$$+ ((1 - \alpha) + \delta \rho_{2p} \alpha) (1 - \beta) v_1 \left(c_p T_1 + \frac{1}{2} v_1^2 \right) +$$

$$+ (\delta \rho_{2g} (1 - v) + v) \beta v_2 \left(c_g T_2 + \frac{1}{2} v_2^2 \right) \quad (1.11)$$

Здесь (1.9) — уравнения сохранения массы жидкой и газовой фаз с учетом того, что выделение растворенных летучих из расплава на волне не происходит из-за малого времени дробления, (1.10), (1.11) — уравнения сохранения импульса и энергии для смеси целом.

Предположим, что дробление происходит при достижении избыточным давлением в пузырьке критического значения p_* , которое зависит от толщины межпузырьковых перегородок, т. е. от объемной концентрации пузырьков. На разрыве должно выполняться условие $p_2 - p_1 = p_*(\alpha)$.

При условии, что изменением температуры крупных частиц в волне дробления можно пренебречь (см. оценки [4]) и что скорость крупных частиц определяется за волной условием псевдооживления (так как характерная длина зоны релаксации $L_v = 16r_p \rho_1^2 v_1 / 3 \rho_2^2 \Delta v \sim 10$ м пренебрежимо мала по сравнению с характерным размером задачи), вместо соотношений импульса и энергии для крупных частиц можно использовать соотношения

$$c_\mu \frac{\rho_{2g} v_{12}^2}{2r_p} = \rho_1^2 g ((1 - \alpha) + \delta \rho_{2p} \alpha), \quad T_1 = T \quad (1.12)$$

Выпишем систему уравнений полидисперсной газозвеси, введя плотности псевдогаза ρ_g и крупных частиц ρ_p

$$\rho_p (1 - \beta) v_1 = (1 - c_0) (1 - m) Q + J \quad (1.13)$$

$$\rho_g \beta v_2 = (c_0 + (1 - c_0) m) Q - J, \quad J = \delta \rho_{2p} \alpha (1 - \beta) v_1$$

$$\rho_g = \delta \rho_{2g} (1 - v) + v, \quad \rho_p = (1 - \alpha) + \delta \rho_{2p} \alpha$$

$$\text{Fr} \rho_p (1 - \beta) v_1 \frac{dv_1}{dx} = -\rho_p (1 - \beta) + F_{13} + \frac{1}{2} c_\mu \rho_{2g} v_{12}^2 \quad (1.14)$$

$$\frac{\rho_g \beta v_2}{\text{Eu}} \frac{dv_2}{dx} = -\frac{dp_g}{dx} - \rho_g \beta - \frac{1}{2} c_\mu \rho_{2g}^2 v_{12}^2 - F_{13}$$

$$\rho_g \beta v_2 c_m \frac{dT_2}{dx} = \frac{(1 - v) \beta v_2}{\rho_{2g}} \rho_g \frac{d\rho_{2g}}{dx} + Q_{13}, \quad p_g = \rho_{2g} RT_2$$

Введением эффективных параметров псевдогаза система (1.14) сводится к системе уравнений монодисперсной газозвеси с внутренними источниками импульса и тепла (F_{13} и Q_{13}). Сила, действующая на фазу крупных частиц, складывается из сил, действующих на отдельные частицы

$$F_{13} = n_b f_{13}, \quad f_{13} = \omega I, \quad \omega = 2 \pi r_p^2 (v_2 - v_1) \Delta T n_1, \quad I = 4/3 \pi \psi r_1^3 \rho_1^0 (v_2 - v_1)$$

где n_b — число крупных частиц в единице объема, f_{13} — сила, действующая на одну частицу, ω — число соударений за время ΔT , I — импульс, который мелкая частица передает крупной, n_1 — число мелких частиц в единице объема, ψ — коэффициент упругости соударений ($0 < \psi < 1$).

Из-за короткого времени соударений основной тепловой эффект определяется не теплопередачей от большой частицы к малой, а неупругой диссипацией энергии при соударениях, тогда

$$Q_{13} = n_b q_{13}, \quad q_{13} = f_{13} (v_2 - v_1)$$

Как и в [4], рассмотрим задачу истечения магмы из очага, расположенного на глубине H , в атмосферу по каналу вулкана. Граничные условия на выходе из очага вулкана включают в себя задание давления, температуры и объемной концентрации пузырьков в вытекающей магме. Давление в очаге определим как $p_r = \rho_1^0 g H + \Delta p$, где Δp — избыточное давление в очаге, медленно меняющееся в процессе извержения. Если давление в очаге больше давления насыщения, то из него вытекает гомогенная жидкость. В противном случае объемная концентрация пузырьков вычисляется исходя из условия равновесности массообмена (последнее верно, так как скорость течения магматического расплава в очаге мала из-за его большой площади).

Если поток дозвуковой, то давление на выходе в нем равно атмосферному, иначе в качестве граничного условия необходимо поставить равенство скорости потока скорости звука.

Расчет велся методом «пристрелки». На каждой итерации решалась задача Коши с заданным расходом, а затем вычисленная длина канала сравнивалась с заданной. В зависимости от величины и знака этой разности вычислялось новое значение расхода.

Из-за большого количества переменных в соотношениях на разрыве в настоящее время реализован лишь случай $m = 0$ (т. е. при отсутствии мелких частиц), при котором удалось выписать адиабату в виде полинома шестого порядка относительно объемной доли свободного газа β . При этом скорость звука в потоке определяется только параметрами газовой фазы.

2. Зависимость расхода магмы от определяющих параметров извержения.

При изменении давления в очаге как параметра будем получать последовательность различных стационарных режимов и тем самым моделировать квазистационарно процесс извержения. Это допустимо при медленном изменении давления в очаге, т. е. большой продолжительности извержения. Будем варьировать число $Ag = \mu_0 v_0 / \rho_1^0 g d^2$, отражающее вклад силы сопротивления в падение давления в пузырьковой зоне, и глубину очага $H' = H \rho_1^0 g / p_0$ как параметры, существенно влияющие на процесс.

Поток магмы в канале состоит из жидкостного участка течения (гомогенная и пузырьковая зона) с большим весом среды и большой силой сопротивления канала вулкана и участка течения малоплотной газозвеси, движущейся с малым сопротивлением. В силу этого интегральное сопротивление канала и средний вес смеси во многом определяются соотношением длин жидкостной и газозвесной зон. Однако в отличие от процессов, рассмотренных в [4], положение границы пузырьковая жидкость — газозвесь (волны дробления) теперь определяется величиной избыточного по сравнению с жидкостью давления в пузырьке.

Чтобы рассмотреть влияние различных процессов на положение волны дроб-

ления, выпишем, исходя из модели пузырьковой жидкости, уравнение для изменения избыточного давления в пузырьке $\Delta p = p_2 - p_1$

$$\frac{d\Delta p}{dx} = -\frac{3}{4} p_2 \frac{Pr_D \Delta p}{Re_D \mu \nu Q} + \frac{3j}{a Re_D \nu \delta Q} + \rho + \lambda Ag \mu \nu Q \quad (2.1)$$

$$\delta = \frac{p_{20}}{\rho_1}, \quad Ag = \frac{\mu_0 \nu_0}{\rho_1 g d^2}, \quad Re_D = \frac{\rho_1 g \nu_0}{D_0 \rho_0 a^2}, \quad Pr_D = \frac{\rho_0 a_0}{\mu_{0D}} \quad (2.1)$$

Здесь Q — расход магмы, j — диффузионный поток в расчете на один пузырек, λ — коэффициент сопротивления канала вулкана.

Первый член данного уравнения соответствует процессу вязкой релаксации напряжения в жидкости, второй — описывает рост давления в пузырьке за счет притока газа, диффундирующего из расплава, третий и четвертый члены отвечают за изменение давления в жидкости (за счет гидростатики и вязкого сопротивления, соответствующего закону Пуазейля).

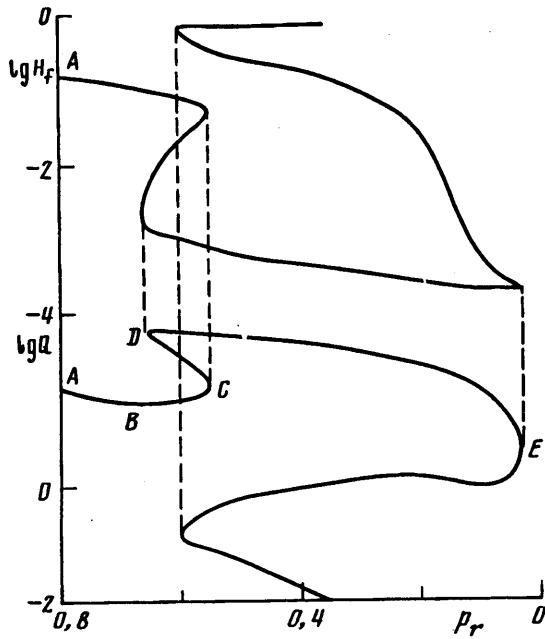
При уменьшении давления в очаге p_r ниже давления насыщения ($p_0 = c_0^2/k_p^2$) из очага вытекает магма, содержащая газовые пузырьки, а их объемная доля растет по мере падения p_r . Плотность вытекающей из очага магмы уменьшается, а ее скорость $v = Q/\rho$ при том же расходе возрастает. Из-за отделения газа вязкость магмы растет (см. уравнение (1.2)). Перечисленные факторы приводят к увеличению градиента давления в канале и к уменьшению релаксационного члена, поэтому избыточное давление в пузырьке набирается быстрее, что ведет к уменьшению длины пузырьковой зоны. Увеличение расхода Q приводит к аналогичным последствиям. С увеличением начального размера пузырька второй член становится малым по сравнению с первым и при дальнейшем анализе в расчет приниматься не будет. Поведение избыточного давления во многом определяется величиной и направлением изменения произведения $\mu \nu Q$.

На фиг. 1, 2 представлены зависимости длины пузырьковой зоны H_r (верхняя кривая) и расхода Q от давления в очаге p_r для $Ag = 0,5$, $H' = 0,6$ и $0,9$ соответственно.

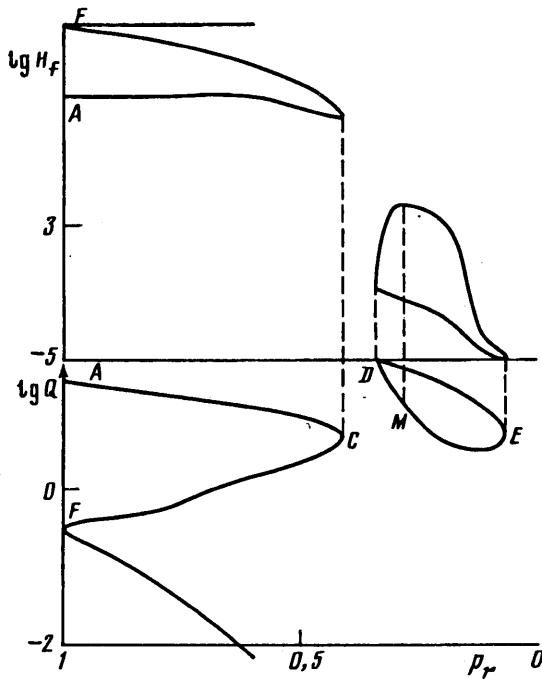
Рассмотрим истечение магмы из неглубокого очага (фиг. 1), когда $p_r < p_0$. На участке AB сокращение жидкостной части течения H_r недостаточно для компенсации уменьшения p_r , поэтому расход и сопротивление канала уменьшаются. С некоторого значения давления p_r величина H_r уменьшается достаточно быстро и расход, пройдя через точку минимума B , начинает расти. Скорость роста избыточного давления в пузырьках возрастает (этому способствуют как падение p_r , так и увеличение Q). Длина жидкостной зоны резко сокращается и для динамического равновесия необходимо увеличение сопротивления канала, что требует дальнейшего резкого увеличения расхода. При давлении, меньшем $p_r(C)$, сокращение H_r приводит к такому увеличению расхода, что равновесие невозможно из-за резкого роста сопротивления канала. Кривая $Q(p)$ имеет вертикальную касательную (точка C), а близкий режим возможен лишь при больших давлениях p_r .

В этом режиме влияние увеличения расхода преобладает над увеличением давления в очаге и длина пузырьковой зоны продолжает сокращаться. Когда давление в очаге становится большим (точка D), доля образовавшихся в нем пузырьков и вязкость магмы упадут. Это приведет к уменьшению степени неравновесности роста пузырька, а следовательно, к увеличению длины пузырьковой зоны, что при большом расходе невозможно из-за резкого увеличения сопротивления.

В результате резкого сокращения длины пузырьковой зоны падение давления происходит в основном в зоне газозвеси за счет ее веса (участок DE). При уменьшении давления в очаге количество газа, содержащегося в пузырьках до



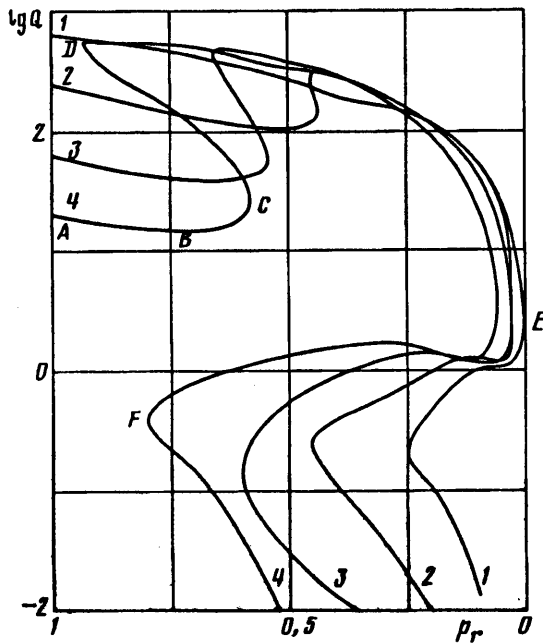
Фиг. 1



Фиг. 2

дробления, возрастает, а средний вес образовавшейся газовой взвеси уменьшается. Наконец вес газовой взвеси становится сравнимым с силой сопротивления в пузырьковой зоне и для существования стационарного режима необходимо снижение силы за счет падения расхода.

При дальнейшем падении p_r монотонное уменьшение расхода до нуля невозможно, так как это привело бы к увеличению длины пузырьковой зоны, а



Фиг. 3

следовательно, среднего веса смеси. В точке E кривая $Q(p_r)$ имеет вертикальную касательную, а близкий режим существует лишь при больших давлениях. В нем при движении к точке F практически весь канал оказывается заполненным пузырьковой жидкостью. Дальнейшее увеличение p_r невозможно, так как вес смеси максимален, а сила сопротивления при этих расходах мала. При меньших давлениях существует пузырьковый режим извержения, при котором условия дробления не реализуются, а расход уменьшается с падением p_r .

Из фиг. 1 видно, что для $p_r = \text{const}$ возможно до пяти стационарных режимов извержения.

При реальном извержении с монотонным снижением давления в очаге происходит скачкообразное усиление извержения при достижении давления $p_r(C)$ и его прекращение при давлении $p_r(E)$. Если по каким-либо причинам возможен новый набор давления в очаге (например, при сообщении его с более глубоким резервуаром магмы), будет иметь место явление гистерезиса. Это может вызвать цикличность процесса.

Рассмотрим, как влияет число Архимеда на характер извержения. На фиг. 3 представлены зависимости расхода от давления в очаге при $Ar = 0,02, 0,15, 1,5, 10$ (кривые 1—4 соответственно).

При уменьшении Ar разность $p_r(C) - p_r(D)$ уменьшается, а интенсивность скачка расхода падает. Наконец при $Ar = 0,15$ переход к газозвесному режиму осуществляется при почти монотонном непрерывном увеличении расхода, а при $Ar = 0,02$ усиление расхода при падении давления не происходит. Это вызвано более слабой связью градиента давления в жидкости с расходом при малых Ar , а следовательно, более слабой зависимостью длины пузырьковой зоны от расхода. Слабая зависимость $Q = Q(p_r)$ от Ar при $p_r \in [p_r(D); p_r(E)]$ подтверждает, что основное падение давления происходит в зоне газозвеси.

Давление $p_r(D)$ увеличивается с увеличением Ar , потому что большим Ar при том же давлении в очаге соответствует более короткая пузырьковая зона (так как, согласно (3.1), $d\Delta p/dx \approx Ar$), а следовательно, газозвесный режим

существует при больших p . Давление $p_r(E)$ уменьшается с уменьшением Ag , так как суммарные потери в канале при меньших Ag меньше. Давление $p_r(F)$ также уменьшается с уменьшением Ag , потому что при этом давлении канал практически весь заполнен пузырьковой жидкостью, а длина пузырьковой зоны при фиксированном p , тем меньше, чем больше Ag .

В процессе извержения число Ag может уменьшаться вследствие разработки канала вулкана. В этом случае при $p_r = \text{const}$ возможен скачкообразный переход от пузырькового режима к газозвесному, как и в модели [5]. Такому процессу соответствует движение вдоль прямой $p_r = \text{const}$ до точки F и переход на верхнюю ветвь решения.

Рассмотрим особенности процессов, происходящих в случае более глубокого очага, для $H = 0,9$, $Ag = 1,5$ (фиг. 2). Для малых давлений в очаге существует два стационарных режима, в которых основная часть канала занята газозвесью (см. фиг. 2). При этом в точках D и F эти режимы совпадали, т. е. на плоскости $Q - p$, они образуют замкнутую кривую (кольцевой режим).

В режиме с большим расходом (верхнем) основная часть перепада давления $p_r - p_a$ компенсируется за счет веса газозвеси, пузырьковая зона практически отсутствует. В нижнем режиме сила сопротивления в пузырьковой зоне становится существенной. Длина H_r в верхнем режиме убывает монотонно с уменьшением p_r , а в нижнем имеет максимум. На участке DM величина $\mu\nu Q$ падает за счет падения расхода и относительно медленного роста $\mu\nu$ (аналогично случаю $H = 0,6$, участок DC). Это приводит к увеличению длины пузырьковой зоны. При меньших давлениях величина $\mu\nu$ начинает резко расти, так что $\mu\nu Q$ тоже растет и вызывает сокращение H_r . Это позволяет существовать стационарным режимам при меньших p_r , в отличие от случая $H = 0,6$, где производная dH_r/dp_r монотонна. На средней части участка ME происходит резкое уменьшение длины пузырьковой зоны, что приводит к увеличению Q . Давления $p_r(D)$ и $p_r(E)$ определяются условиями, аналогичными случаю $H = 0,6$.

При тех же H и Ag , но при больших давлениях, в очаге существуют другие стационарные режимы, которые на плоскости p_r образуют S-образную кривую, полученную также на более простой модели в [5] и авторами [4]. В этом случае при заданном p_r возможны три различных решения.

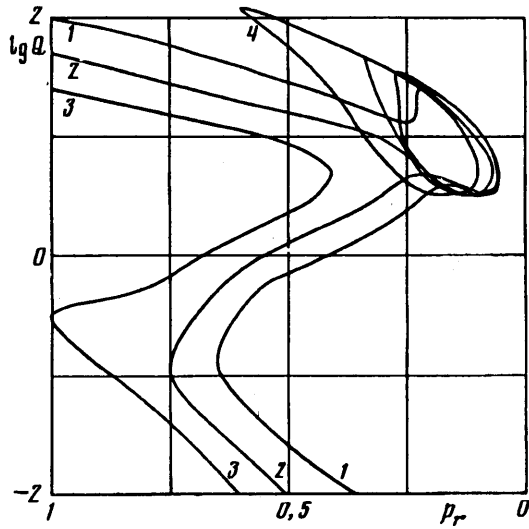
Режим, отвечающий наибольшему расходу, характеризуется относительно короткой жидкостной зоной течения со значительным сопротивлением ($F_r \approx Q$), компенсирующим малый вес столба длиной зоны газозвеси.

В режиме с наименьшим расходом условия дробления не реализуются и из жерла вулкана вытекает пузырьковая жидкость. При этом сила сопротивления канала невелика и перепад давления компенсируется в основном весом столба магмы. В среднем режиме существенны оба фактора.

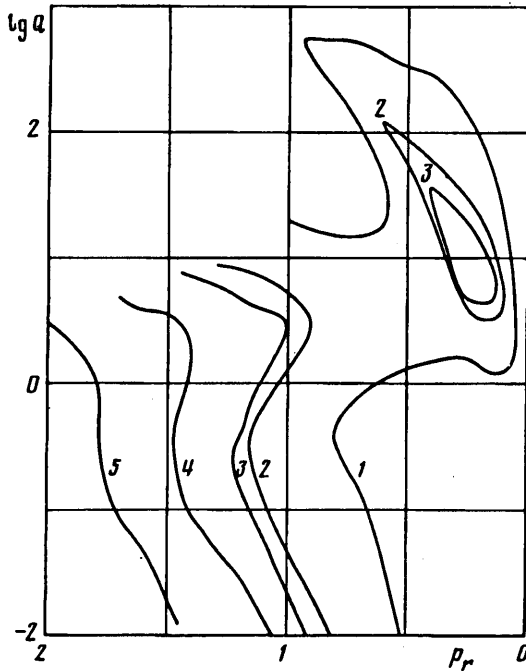
В отличие от случая $H = 0,6$ при $p_r \rightarrow p_r(C)$ по верхней ветви кривой величина $\mu\nu Q$ проходит через точку максимума и в окрестности точки C начинает падать за счет ускорения падения расхода. Дальнейшее падение давления должно привести к увеличению длины пузырьковой зоны, что при таких p_r невозможно из-за сильного роста веса и сопротивления в пузырьковой зоне.

При реальном извержении с монотонным снижением давления в очаге происходит скачкообразное прекращение извержения при достижении давления $p_r(C)$, а кольцевой режим при малых изменениях параметров процесса достигнут быть не может.

На фиг. 4 представлены зависимости расхода от давления в очаге при $Ag = 0,15, 0,5, 1,5, 10$ (кривые 1—4 соответственно). При уменьшении Ag давление $p_r(C)$ увеличивается и при $Ag = 0,5$ S-образная кривая соединяется с петлей. При дальнейшем уменьшении Ag происходит размыкание петли и картины режимов



Фиг. 4



Фиг. 5

становится аналогичной случаю неглубокого очага ($H = 0,6$). Из приведенных графиков становится очевидной эволюция и соответствие режимов при $H \in [0,6; 0,9]$.

При дальнейшем увеличении H (фиг. 5) петля стягивается в точку; давление $p_r(E)$ увеличивается за счет увеличения веса газовой зоны, а давление $p_r(D)$ уменьшается при сокращении длины пузырьковой зоны, а следовательно, и падения давления в ней. Давления же $p_r(C)$ и $p_r(F)$ увеличиваются, а разность между ними уменьшается. Для каждого Ag существует такое H , что $p_r(C) = p_r(F)$ и $Q(p_r(C)) = Q(p_r(F))$ и в дальнейшем S-образная зависимость $Q(p_r)$

становится монотонной и однозначной. При $p_r \approx p_r(C) = p_r(F)$ расход сильно зависит от давления в очаге.

Из рассмотренных ранее зависимостей $Q(p_r)$ можно выделить следующие особенности извержения сильнонасыщенных газонасыщенных магм.

При снижении давления в очаге возможно скачкообразное усиление извержения, если глубина очага меньше критической. Эти результаты подтверждают тот факт, что ни одно из крупнейших эксплозивных извержений вулканов (Тамбора (1815), Кракатау (1883), Безымянный (1956), Сент-Хеленс (1980) и др.) не представляло собой взрыва в обычном смысле. В каждом из них выделяются стадии — умеренная и катастрофическая — с квазистационарным потоком, переход между которыми совершается скачком, наблюдаемым как взрыв [5, 14, 15].

Ранее механизм катастрофических извержений был предложен в [5], где исследовалась зависимость расхода от проводимости канала $\sigma = d^2/\mu$. Было показано, что монотонное увеличение σ (разработка канала вулкана) может привести к скачкообразному усилению извержения. Аналогичный механизм действует и для данной модели. Таким образом, причиной усиления извержения может быть параллельное действие двух естественных процессов — падение давления в очаге при его опустошении и разработка канала вулкана.

Извержение магмы из неглубоких очагов, когда канал вулкана перед его окончанием полностью заполнен газозвесью, приводит к почти полному опустошению очага. При этом возможно обрушение его кровли с образованием кальдеры. По давлению p_r , соответствующему окончанию извержения, пользуясь теорией [16], можно определить максимальную глубину проседания кровли очага. По данным наблюдений (см. ссылки в [16]) наиболее крупные кальдерообразующие извержения имеют глубины очагов 4—6 км, что также подтверждает правильность описания их предложенной моделью.

Во всех рассмотренных случаях, как и в [6], при достижении некоторого критического давления извержение скачком переходит от высокоинтенсивного режима к слабому, что также характерно для извержений плинианского типа. При этом низкоинтенсивный режим может быть уподоблен выдавливанию лавовой пробки после окончания извержения.

Таким образом, учет сложных физико-механических процессов, происходящих при течении магмы в канале вулкана, позволяет объяснить ряд наблюдаемых явлений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wilson L., Sparks R. S. J., Walker G. P. L. Explosive volcanic eruptions-IV. The control of magma properties and conduit geometry on eruption column behavior//Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1980. V. 63. № 1. P. 117—148.
2. Wilson L. Relationship between pressure, volatile content and velocity in three types of volcanic eruption//J. Volcanol. and Geotherm. Res. 1980. V. 8. № 2—4. P. 297—313.
3. Слезин Ю. Б. Динамика дисперсионного режима вулканических извержений. 1. Теоретическое описание движения магмы в канале вулкана//Вулканология и сейсмология, 1983. № 5. С. 9—17.
4. Бармин А. А., Мельник О. Э. Течение загазованной магмы в канале вулкана//Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 5. С. 35—43.
5. Слезин Ю. Б. Динамика дисперсионного режима вулканических извержений. 2. Условие неустойчивости расхода и природа катастрофических эксплозивных извержений//Вулканология и сейсмология 1984. № 1. С. 23—35.
6. Слезин Ю. Б. Изменение расхода вещества в процессе крупного эксплозивного извержения//Вулканология и сейсмология. 1991. № 1. С. 35—45.
7. Mc Birney A. R., Murase T. Factors governing the formation of pyroclastic rocks//Bull. Volcanol. 1971. V. 34. № 2. P. 372—384.
8. Bennet F. D. The vaporization wave in the dynamics of the volcanic eruption//Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1976. V. 42. P. 321—333.
9. Алидибиров М. А. Модель высвобождения энергии при вулканических взрывах вулканского типа//Вулканология и сейсмология. 1987. № 4. С. 50—58.

10. *Алидибиров М. А.* Физическая природа и механизм вулканических взрывов: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Петропавловск-Камчатский: Ин-т вулканологии ДВО РАН. 1988.
11. *Христианович С. А.* Свободное течение грунтовой массы, вызванное расширением содержащегося в порах газа высокого давления. Волна дробления: Препринт № 128. М.: ИПМ АН СССР, 1979. 61 с.
12. *Лебедев Е. Б., Хитаров Н. И.* Физические свойства магматических расплавов. М.: Наука, 1979. 200 с.
13. *Нигматулин Р. И.* Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1. 464 с.; Ч. 2. 359 с.
14. *Carey S., Sigurdsson H.* The May 18, 1980 eruption of mount St. Helens. 2. Modeling of dynamics of the Plinian phase//J. Geophys. Res. 1985. V. 90. № B4. P. 2948—2958.
15. *Carey S., Sigurdsson H.* The intensity of plinian eruptions//Bull. Volcanol. 1989. V. 51. № 1. P. 28—40.
16. *Слезин Ю. Б.* Механизм опустошения очага при образовании кальдер//Вулканология и сейсмология. 1987. № 5. С. 3—15.

Москва

Поступила в редакцию
26.VI.1992