

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ВУЛКАНИЧЕСКИХ ВЗРЫВОВ

Сторчеус А.В.

*Институт вулканологии и сейсмологии, г. Петропавловск-Камчатский;
e-mail: sav@kscnet.ru*

Среди основных вопросов, рассматриваемых при исследовании механизма вулканических взрывов (ВВ), наиболее интересным с физической точки зрения представляется вопрос о причинах скачкообразного повышения избыточного давления газов в подводящем магматическом канале под кратером вулкана. ВВ – первая стадия вулканических эксплозивных извержений, после которой, как правило, для всех типов извержений, кроме стромболианского и гавайского, начинается вторая стадия – истечение пепло-газовой смеси из кратера вулкана. На стадии ВВ происходит вскрытие подводящего магму вулканического канала (иногда с разрушением значительной части вулканической постройки) и выброс расплавленного и твердого материала в виде лавовых бомб или глыб из слагающих вулканическую постройку пород. При этом в очаге ВВ в течение короткого времени развивается большое избыточное давление, а разлет лавовых бомб или глыб достигает 10 км от кратера вулкана. Величина избыточного давления в очаге ВВ, по некоторым оценкам, достигает от нескольких сотен до 1000 атм.

Исследователями предлагались различные гипотезы для объяснения этого явления – от вскипания метеорной воды при контакте с горячей магмой до экзотермических химических реакций в вулканических газах. В основе наиболее обоснованных физических моделей, объясняющих причины быстрого повышения избыточного давления, лежит гипотеза Верхугена о механизме образования пепла (Verhoogen, 1951). Одно из основных положений этой гипотезы – частицы вулканического пепла образуются из магмы при слиянии газовых пузырьков, содержащихся в магме. Таким образом, размер пепловых частиц зависит от размеров газовых пузырьков, а избыточное давление газа в пузырьках должно обеспечивать работу выброса при ВВ. Основная роль в создании избыточного давления в газовых пузырьках отводится силе вязкости, препятствующей расширению газовых пузырьков, образующихся в магматическом расплаве при его подъеме к дневной поверхности или при быстром сбросе внешнего давления – декомпрессии.

Общие положения

Давление газа P_g в растущем пузырьке определяется по формуле (Sparks, 1978)

$$P_g = P_m + 2\sigma/R + \rho_m(\ddot{R}R + \frac{3}{2}\dot{R}^2) + 4\mu\dot{R}/R, \quad (1)$$

где: P_m – давление в магме, ρ_m – плотность магмы, σ – поверхностное натяжение в пузырьке с радиусом R , μ – динамическая вязкость магматического расплава, \dot{R} и \ddot{R} – скорость и ускорение роста пузырька.

Из анализа формулы (1) видно, что создание избыточного давления газа в пузырьке $\Delta P = P_g - P_m$ обеспечивают 3 фактора: 1 – сила поверхностного натяжения, 2 – сила инерции магмы и 3 – сила вязкого сопротивления росту пузырька. Эти 3 фактора учитываются тремя членами уравнения (1).

Для вязких жидкостей инерционный член $P_\rho = \rho_m(\ddot{R}R + \frac{3}{2}\dot{R}^2)$ будет иметь значение только на начальной стадии роста пузырька, когда ускорение и скорость роста пузырька достаточно велики. В дальнейшем, когда рост пузырька, ограниченный диффузией газа, замедляется, инерционным членом при оценке ΔP можно пренебречь. Авторы моделей ВВ, основанных на силе вязкости в создании избыточного давления в расширяющихся газовых пузырьках, рассматривают только вязкостный член $P_\mu = 4\mu\dot{R}/R$ в уравнении (1),

пренебрегая остальными членами, в том числе и членом $P_\sigma = 2\sigma/R$, учитывающим поверхностное натяжение на границе газ-расплав. Это допущение было основано на полученных в 50-е и 60-е годы прошлого века данных о минимальных размерах пепловых частиц. Считалось, что минимальный размер пепловых частиц составляет $\sim 10^{-6}$ м и, естественно, в пузырьке такого размера влиянием силой поверхностного натяжения в создании большого избыточного давления газа можно пренебречь. Поэтому при создании гипотезы ВВ основное значение придавалось вязкостному члену в уравнении (1).

Но вязкостный член в неявном виде содержит время – важный параметр, от которого зависит скорость расширения пузырька и, следовательно, давление в пузырьке. Чем быстрее расширяется пузырек, тем большее избыточного давления газа в нем создается и наоборот. Поэтому основным условием при создании моделей ВВ принималась неравновесность процесса газоотделения. Таким образом, после ряда совершенствований и доработок, вязкостная модель ВВ трансформировалась в декомпрессионную модель (Чернов и др., 2004; Lensky et al., 2004), наиболее интенсивно разрабатываемую в настоящее время в вулканологии.

Необходимо отметить, что в декомпрессионной модели, основанной на предположении о том, что избыточное давление в расширяющемся газовом пузырьке создается за счет сил вязкого сопротивления и не может превышать величину сброшенного давления, а скорее еще меньше, так как оно ограничено еще и скоростью диффузии газа в растущий пузырек. В таком случае, для того, чтобы в очаге ВВ создалось избыточное давление в сотни атмосфер, способное произвести работу выброса твердого материала на десятки километров, как в случае ВВ Безымянного, необходимо вначале мгновенно сбросить гидростатическое давление на тысячу атмосфер. После этого газовые пузырьки должны практически мгновенно объединиться. Иначе замедление роста пузырьков вследствие снижения диффузии ведет к уменьшению избыточного давления в пузырьке по сравнению с величиной декомпрессионного сброса давления, из-за уменьшения влияния вязкостного члена в динамическом уравнении роста пузырька. А именно такое замедление роста пузырьков перед их слиянием должно происходить вследствие: 1) - уменьшения объема межпузырьковых перегородок и 2) - снижения концентрации в них молекул свободного флюида и уменьшении градиента концентрации летучих в расплаве, что в итоге ведет к уменьшению диффузионного потока газа из расплава в пузырек.

В рамках декомпрессионной модели можно объяснить такие типы вулканической деятельности как плиннианская или одноактные сильные взрывы типа Безымянного. Перед каждым таким взрывом должен происходить сброс давления в магматическом канале, что обычно связывают с обрушением постройки вулкана или вскрытием жерла вулкана. Для ВВ вулканского типа это не наблюдается. Поэтому основная проблема при использовании декомпрессионной модели возникает при объяснении ВВ вулканского типа. Взрывы вулканского типа происходят и без предварительной продувки, которую можно принять за декомпрессию. В то же время избыточное давление при таких взрывах достигает 10 МПа и более.

Экспериментальные и численные расчеты декомпрессионной модели ВВ показывают, что даже при значительном насыщении расплава летучими и высоком уровне декомпрессии (до 100 МПа = 1000 атм), количество нуклеусов в единице объема магмы N не превышает 10^{15} в 1 м^3 . Поэтому минимальные размеры пепловых частиц, способных образоваться при слиянии газовых пузырьков, должны превышать 1 мкм.

Но при сильном эксплозивном извержении вулкана Сент-Хеленс в 1980 г. минимальный размер мельчайших частиц вулканического пепла в выброшенном вулканическом облаке составлял $n \cdot 10^{-8}$ м (Hobbs et al., 1981; Pollack et al., 1981). Такого же размера частицы были зафиксированы и на извержении вулкана Алаид в 1980 г (Земцов, 1986). Причем следует особо отметить, что их сферическая форма свидетельствует о том, что они были образованы из жидкого расплава, а не в результате

дробления более крупных твердых пепловых частиц при их столкновении. Образование таких маленьких пепловых частиц возможно только в том случае, если количество пузырьков N в единице объема магмы будет достигать $10^{21}-10^{24}$ в 1м^3 .

Принимая во внимание даже только вышеперечисленные несогласия декомпрессионной модели с фактами, наблюдаемыми в эксплозивном вулканизме, приходится признать несовершенство этой модели и необходимость поиска других причин, играющих ведущую роль в механизме ВВ и способных расширить диапазон применимости физической модели ВВ, а также удовлетворительно объяснить наблюдаемые факты и закономерности этого процесса. Иначе, в том случае, если наблюдения, проведенные на извержениях вулканов Сент-Хеленс и Алаид в 1980 г. выполнены корректно (в чем трудно сомневаться) и мельчайшие частицы пепла $\sim 10^{-8}$ м существуют, следует изобрести иной механизм их возникновения, чем описанный Верхугеном. Этот факт, противоречащий данным лабораторных экспериментов, должен найти свое объяснение.

Таким образом, можно утверждать, что декомпрессионная модель, не способна обеспечить достаточно большое давление для 1-ой фазы ВВ и объяснить наблюдаемое разнообразие типов извержений и сопутствующих явлений и фактов. Можно полагать, что декомпрессия в механизме ВВ может служить лишь как способствующий фактор, но не основной.

Влияние сил поверхностного натяжения

Обратим теперь внимание на член $P_\sigma = 2\sigma/R$ в уравнении (1), отвечающий за избыточное давление в газовом пузырьке за счет сил поверхностного натяжения. Проведенные оценки P_σ на основе экспериментальных данных (Sparks, 1978) о коэффициенте поверхностного натяжения σ показывают, что для того, чтобы этот член имел весомое значение в создании избыточного давления в газовом пузырьке (10- 100 МПа), необходимо, чтобы радиус R пузырьков перед их слиянием составлял не более 10^{-7} - 10^{-8} м. И, несмотря на то, что в лабораторных экспериментах их авторы не наблюдали таких маленьких пузырьков, данные, полученные при полевых работах на активных вулканах, допускают возможность существования таких пузырьков.

Автор настоящего доклада ранее, в (Сторчеус, 1983), получил аналитическое решение задачи о гомогенной нуклеации воды в газонасыщенном расплаве, одним из следствий которого являлась оценка размера газовых зародышей $R_0 \approx 10^{-9}$ м и минимальный размер газовых пузырьков при их слиянии для сильных ВВ типа вулкана Безымянного в 1956 г.. Краткое и усовершенствованное решение задачи о выделении летучих из магматического расплава при квазиравновесном процессе приведено ниже. Равновесный процесс газоотделения в большей степени, по-видимому, соответствует реальным условиям в вулканической системе на стадии подготовки ВВ, чем декомпрессионная модель нуклеации и имеет то преимущество при анализе, что можно рассматривать только начальные и конечные условия процесса без учета его динамики.

Приведем основные законы и соотношения, на основе которых будем проводить наши расчеты. В качестве летучих, как это было принято и в других исследованиях, будем рассматривать водяной пар.

Равновесная концентрация C для воды, растворенной в магме, подчиняется закону Генри:

$$C = K(P_m)^{0.5}, \quad (2)$$

где K - константа растворимости, P_m – гидростатическое давление в магме, атм..

Из закона Генри следует, что изменение концентрации воды в расплаве dC при снижении давления в магме на величину dP_m будет равно:

$$dC = - 0.5 K * dP_m / (P_m)^{0.5}. \quad (3)$$

Эта вода из расплава выделяется в газовые пузырьки. Газ в пузырьках находится под давлением P_g , избыточным относительно гидростатического давления P_m :

$$P_g = P_m + 2\sigma / R, \quad (4)$$

где σ – поверхностное натяжение в пузырьке с радиусом R . Газовые пузырьки образуются в пересыщенной летучими магме из газовых зародышей, преодолевших энергетический барьер W :

$$W = 16\pi\sigma^3 / 3(P_g - P_m)^2. \quad (5)$$

Степень пересыщения расплава ΔP определяется как: $\Delta P = (P_g - P_m)$. Подставим в (5) значение ΔP из (4). Это позволит нам избавиться от неопределенного значения степени пересыщения магмы и определить радиус нуклеуса R_0 : $W = 4\pi\sigma R_0^2 / 3$. Из (Эпельбаум и др., 1973) известно, что в газонасыщенных магмах $\sigma \approx (3\div 5) \cdot 10^{-2}$ Н/м. Активационный барьер W по данным, приведенным в (Murase and McBirney, 1973), составляет 1–5 эВ = $(1.6\div 8) \cdot 10^{-19}$ Дж. Таким образом, радиус нуклеуса, преодолевшего критический барьер $R_0 = (1.2\div 2.5) \cdot 10^{-9}$ м. В нем заключены $\sim 10^2\text{--}10^3$ молекул воды (газового флюида). Такого же размера критические пузырьки были определены в работе (Mangan et al., 2000) на основе экспериментальных данных. Степень пересыщения ΔP , определенная по формуле (5) будет равняться: для $\sigma = 3 \cdot 10^{-2}$ Н/м, $\Delta P = (2.1\div 4.8) \cdot 10^2$ МПа (210–480 атм.), а для $\sigma = 50 \cdot 10^{-3}$ Н/м, $\Delta P = (5\div 11) \cdot 10^2$ МПа (500–1100 атм.).

Рассчитаем теперь максимально возможное количество пузырьков N в единице объема расплава, образовавшихся в результате нуклеации. Для этого воспользуемся выражением (3), чтобы определить количество газа, выделившегося при пересыщении расплава. Используем из экспериментальных данных (Sparks, 1978) значение $K = 0.13$, а ΔP примем равным 10^2 МПа. Гидростатическое давление в магме примем $P_m = 4 \cdot 10^2$ МПа, соответствующим глубине 10 км (уровень нуклеации, рассчитанный в (Сторчеус, 1983) для случая ВВ вулкана Безымянный в 1956 г.). Тогда $\Delta C \approx 1$ вес.%, что составляет ~ 25 кг H_2O или $8.3 \cdot 10^{26}$ молекул H_2O в 1 м^3 .

Количество устойчивых пузырьков N преодолевших критический радиус R_0 можно рассчитать из соотношения Райса и Каца (Скрипов, 1972):

$$f(n) \sim \frac{N_1}{n} \exp\left[-\frac{W}{kT}\right], \quad (6)$$

где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура расплава, W – активационный барьер, n – число молекул в критическом пузырьке, N_1 – число элементарных зародышей в единице объема. Полагая $W = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Дж и считая, что N_1 равно числу межмолекулярных пустот в расплаве $N_1 = 3 \cdot 10^{26}$, получим количество пузырьков с $R_0 \approx 1 \cdot 10^{-9}$ м в единице объема магмы $N \approx (1\text{--}2) \cdot 10^{23}$ в 1 м^3 .

В дальнейшем газовые пузырьки постепенно подрастают при медленном снижении гидростатического давления по мере приближения магмы к дневной поверхности. Пузырьки, находясь в квазиравновесном состоянии с расплавом, растут до размера R_k , когда при достижении состояния плотной упаковки начинается их слияние. Размеры пузырьков во время их коалесценции можно оценить из соотношения $N \approx 1/(2R_k)^3$, из которого следует, что $R_k = (1\text{--}2) \cdot 10^{-8}$ м. Избыточное давление газа в пузырьках ΔP относительно гидростатического до начала коалесценции, рассчитанное из (4) для условий: $\sigma = (30\text{--}40) \cdot 10^{-2}$ Н/м (Лебедев, 1981) и $P_m = 50\text{--}100$ МПа, соответствующих глубине начала процесса коалесценции 1.2–2.5 км, может составлять $\Delta P = P_g - P_m = 2\sigma/R_k \approx (60\text{--}80)$ МПа (600–800 атм.). При слиянии таких газовых пузырьков это избыточное давление летучих уже не сдерживается силой поверхностного натяжения и реализуется на механическую работу выброса вулканического материала. Такой механизм газоотделения способен объяснить сильные ВВ типа Безымянного 1956 г.

Расчеты, проведенные выше, были выполнены на основе общеизвестных формул и соотношений, используемых при описании процессов нуклеации в пересыщенных растворах. На результаты расчета величины N в основном влияет значение энергии активации W (5), которая в свою очередь зависит в значительной мере от коэффициента поверхностного натяжения σ и степень пересыщения расплава ΔP . Эти параметры в природе могут значительно отличаться от полученных в лабораторных экспериментах в

сторону их уменьшения (см. рассуждения на эту тему в (Sparks, 1978). В (Скрипов, 1972) указывается, что при $R_0 \rightarrow 0$, величины σ и W тоже стремятся к нулю.

На рисунке схематически представлены 3 основных этапа и уровни дегазации расплава в поднимающейся магматической колонне: этап 1 – магма без пузырьков газа. По мере подъема магматический расплав достигает на некоторой глубине уровня насыщения, после которого наступает этап 2 – в магме происходит нуклеация и рост газовых пузырьков. При квазиравновесном процессе газоотделения давление P_g в пузырьке: $P_g = P_m + 2\sigma/R$. В итоге давление газа P_g в пузырьке на 2-ом этапе подъема определяется гидростатической силой и поверхностным натяжением - P_σ . На 3-м этапе, после достижения состояния плотной упаковки в результате роста пузырьков при подъеме магмы, пузырьки начинают объединяться и образуют большие газовые пузыри (газовые полости). Силы поверхностного натяжения в больших газовых пузырях (полостях) пренебрежимо малы и давление в них определяется гидростатическим давлением окружающей магмы.

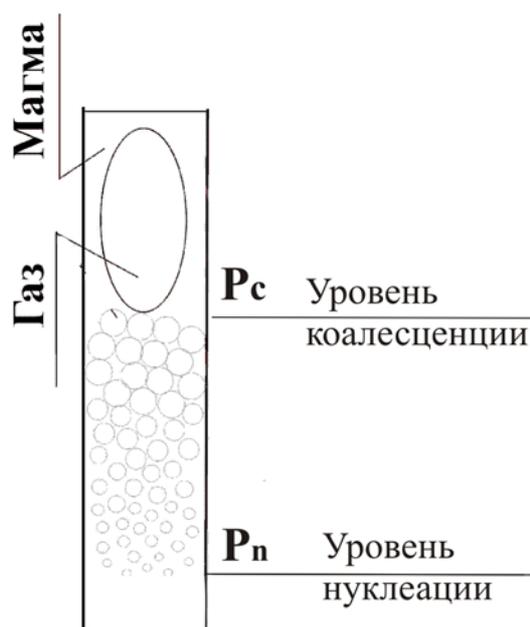


Схема дегазации магматического расплава.

Механизм ВВ вулканского типа

Рассчитаем давление в газовом пузыре, образовавшемся сразу после уровня коалесценции при условии, что давление от поверхностного натяжения мало. Эта ситуация возникает в том случае, когда количество пузырьков N в единице объема магмы мало. Для этого воспользуемся законом Генри (2) и условиями, принятыми нами выше (равновесность процесса). Полагаем также, что в магме, окружающей газовую полость после уровня коалесценции, содержание летучих также определяется законом Генри. Прежде всего, определим уровень коалесценции P_c относительно уровня нуклеации P_n . На уровне коалесценции концентрация летучих в газовой фазе определяется как ΔC уравнением (3): $\Delta C = 0.5 K \cdot \Delta P / (P_n)^{0.5}$, где $\Delta P = P_n - P_c$. Если полагать процесс роста и объединения пузырьков изотермическим и при условии сохранения массы газа (отсутствие химических реакций в расплаве и в свободной фазе) получим, что выделившийся объем газа V_g при изменении уровня концентрации на ΔC равен:

$$V_g = \rho_m V_m \Delta C / 100 \rho_g P_c,$$

где ρ_g – плотность газа при атмосферном давлении и температуре магмы. Полагая, что слияние мелких пузырьков происходит при $V_m \approx V_g$, из вышеприведенного уравнения получим, что $P_c = \rho_m \Delta C / 100 \rho_g$. Подставляя вместо ΔC его значение из (3) и учитывая, что $\Delta P = P_n - P_c$, получим зависимость, определяющую уровень коалесценции P_c относительно уровня нуклеации P_n :

$$P_c = \Omega P_n / \Omega + (P_n)^{0.5}, \quad \text{где } \Omega = K \rho_m / 200 \rho_g .$$

Расчеты уровня коалесценции P_c , выполненные по этой формуле, приведены в таблице. Из таблицы следует, что уровень коалесценции, примерно соответствующий весовому содержанию летучих в магме вулкана Карымского, равен $\sim 21\div 40$ МПа. Это означает, что, на глубине $\sim 0.5 - 1$ км выделившийся из магмы газ будет находиться уже не в газовых пузырьках, а в больших газовых пузырях или полостях, образовавшихся после слияния пузырьков. При этом будет сохраняться механическое равновесие газовой полости с окружающей средой $P_m = P_c$. То есть, в отдельной полости не будет избыточного давления, способного произвести работу выброса против сил гидростатического давления.

Если N недостаточно велико для создания в газовой полости, образующейся в магматическом канале после коалесценции пузырьков, избыточного давления газа, способного преодолеть гидростатическое давление и произвести работу выброса, в нижележащем слое магмы после очередного цикла слияния пузырьков возникает другая газовая полость, отделенная от вышележащей слоем частично дегазированной магмы. Таким образом, формируется цепочка полостей, которые при их объединении имеют скачок давления на верхней кромке, вновь образованной после объединения газовых пузырей полости (Сторчеус, Плотников, 2006).

Зависимости давлений P_n и P_c от газосодержания C в расплаве и соответствующих им глубинам H

C , вес. %	P_n , МПа	H , км	P_c , МПа	H , км
1.3	10	0.25	4.7	0.117
4.1	100	2.5	21- 40	0.5 – 1.0
7.1	300	7.5	41- 80	1.0 - 2.0
9.2	500	12.5	55 -96	1.4 – 2.4
13.0	1000	25.0	84 - 133	2.1 – 3.3

Переход от одного режима вулканической активности к другому (от типа Безымянного к вулканскому) регулируется количеством пузырьков N в единице объема. Избыточное давление в газовой полости появляется в том случае, если пузырьки при коалесценции имеют достаточно малые размеры и силы поверхностного натяжения нельзя не учитывать. Такие пузырьки, находясь в равновесном состоянии с магмой и окружающей магматический канал вулканической постройкой, способны доставить содержащийся в них под высоким давлением газ достаточно близко к земной поверхности. В зависимости от размеров пузырьков, избыточное давление газа в них, как было описано выше, может достигать 100 МПа и способно преодолеть гидростатическое давление вышележащих твердых пород. В этом случае механизм ВВ происходит по схеме, описанной выше и в (Сторчеус, 1983).

Предлагаемая модель сочетает два различных механизма ВВ при двух режимах дегазации, в основе которой лежит единый физический процесс, обеспечивающий скачкообразный рост давления вулканических газов под кратером вулкана во время ВВ. Модель согласуется с экспериментальными данными о физических свойствах расплавов и натурными наблюдениями. При этом, в качестве следствия, показана принципиальная возможность существования иной физической модели ВВ, в отличие от декомпрессионной модели, основанной на вязкостных свойствах расплавов, в которой основная роль в создании высокого давления принадлежит силам поверхностного натяжения.

Список литературы

- Земцов А.Н.* Исследование твердой дисперсной фазы эруптивного вулканического облака. Автореф. дисс. канд. геол.-мин. наук. М., 1986. С.22.
- Лебедев Е.Б.*, Влияние воды на физико-химические свойства расплавов магматического состава. Автореф. дисс. док. химических наук. М., 1981. 42 с.
- Сторчеус А.В.* К вопросу о природе вулканических взрывов // Вулканология и сейсмология. 1983. № 4. С.72-78.
- Сторчеус А.В., Плотников С.П.* Сейсмологические исследования эксплозий вулкана Карымский в 2001-2004 гг. // Материалы международного симпозиума «Проблемы эксплозивного вулканизма» К 50-летию катастрофического извержения вулкана Безымянный 25-30 марта 2006 г. Петропавловск-Камчатский, 2006. С. 106-111.
- Скрипов В.П.* Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. С. 312.
- Чернов А.А., Кедринский В.К., Давыдов М.Н.* Спонтанное зарождение пузырьков в газонасыщенном расплаве при его мгновенной декомпрессии // Прикладная механика и техническая физика. 2004. Т. 45. № 2. С.162-168.
- Эпельбаум М.Б., Бабашов И.В., Салова Т.П.* Поверхностное натяжение кислых магматических расплавов при высоких параметрах // Геохимия. 1973. № 3. С. 461-464.
- Hobbs P.V., Radke L.F., Eltgroth M.W., Hegg D.A.* Airborne Studies of the Emissions from the Volcanic Eruptions of Mount St. Helens // Science. 1981. V. 211. P. 816-818
- Farlow N.H., Oberbeck V.R., Snetsinger K.G., Ferry G.V.* Size Distributions and Mineralogy of Ash Particles in the Stratosphere from Eruptions of Mount St. Helens // Science. V. 211. P. 832-834.
- Lensky N.G., Navon O., Lyakhovsky V.* Bubble growth during decompression of magma: experimental and theoretical investigation // Journal of Volcanology and Geothermal Research. 2004. 129. P. 7-22.
- Mangan M., Sisson T.* Delayed, disequilibrium degassing in rhyolite magma: decompression experiments and implications for explosive volcanism // Earth and Planetary Science Letters. 2000. V. 83 № 3. P. 441-455.
- Murase, T., McBirney, A.R.* Properties of some common igneous rocks and their melts at high temperatures. // Geol. Soc. Am. Bull. 1973. V. 84. P. 3563-3592.
- Pollack J.B.* Measurements of the Volcanic Plumes of Mount St. Helens in the Stratosphere and Troposphere: Introduction // Science. 1981. V. 211. P. 815-816.
- Sparks R.S.J.* The dynamics of bubble formation and growth in magmas: a review and analysis // Journal of Volcanology and Geothermal Research. 1978. V. 3. P. 1-37.
- Verhoogen J.* Mechanics of ash formation // Am. J. Sci. 1951. V. 249. P. 729-739.