

НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД: ВЛИЯНИЕ НА ЗАКОНЫ ПОДОБИЯ ДЛЯ УДАРНЫХ КРАТЕРОВ

Б.А. Иванов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

Классическая задача об образовании кратера на поверхности полупространства анализируется методами численного моделирования для случая «реальных» уравнений состояния (УС) Тиллотсона и ANEOS. Выбрана простейшая модель прочности – сухое трение, ограниченное переходом от хрупкого к пластическому пределу прочности с уменьшением прочности при повышенных температурах. Показано, что такая модель прочности разрушает традиционный подход к построению законов подобия, требуя построения более сложной зависимости от скорости удара.

Введение

Законы подобия (*англ.* – *scaling laws*) играют важное значение при решении широкого круга задач, связанных с образованием ударных кратеров на поверхности планетных тел Солнечной системы. В зависимости от орбиты, массы и размеров планетного тела скорость ударов астероидов и ядер комет и ускорение свободного падения на поверхности тела-мишени изменяются в широких пределах. Поскольку дарные кратеры, появляющиеся на поверхности с определенной частотой, несут важную информацию о возрасте планетных тел, сравнение размеров кратеров, образованных с различными скоростями на поверхностях с различной силой тяжести, является одной из важнейших проблем практической планетологии. Например, чтобы перенести хронологию лунных кратеров на Марс, необходимо учесть большую силу тяготения на поверхности и примерно вдвое меньшую среднюю скорость ударов на Марсе по сравнению с Луной [Ivanov, 2001].

Широко применяемые, в настоящее время, законы подобия, основаны на лабораторных опытах при скоростях удара до 7 км/с и ускорении свободного падения от почти нулевых до 500 g (достигаемых с помощью центрифуги; $g = 9.81 \text{ м/с}^2$) [Schmidt and Housen, 1987; Holsapple and Schmidt, 1979; Ivanov and Hartmann, 2007]. Развитие численного моделирования ударных процессов позволяет расширить диапазон скоростей удара, но при этом свойства вещества при ударном кратерообразовании могут меняться при прохождении ударной волны и больших перемещениях вещества. Это может усложнить законы подобия, основанные на низкоскоростных экспериментальных данных.

В данной публикации приводятся промежуточные результаты, проводимого в ИДГ РАН исследования, законов подобия. Ранее [Иванов, 2016] были опубликованы результаты для законов подобия при одномерном ударе. В данной работе приводятся результаты по зависимости законов подобия образования ударных кратеров в мишени с сухим трением.

Постановка задачи

Известно, что хорошим приближением для моделирования ударных и взрывных кратеров в горных породах является модель сухого трения. Такие модели довольно точно описывают лабораторные кратеры в сухом песке и в лунном реголите [Prieur et al., 2017]. В данной работе изучается влияние уменьшения коэффициента трения при нагреве материала мишени в процессе образования кратера. Нагрев вещества в ударном процессе складывается из двух основных составляющих – нагрев при прохождении ударной волны (цикл ударная нагрузка – изэнтропическая разгрузка) и пластическая работа против сил прочности при сдвиговом деформировании. Оба процесса достаточно точно описываются в используемой программе SALEB [Ivanov and Pierazzo, 2011].

Зависимость прочности и сухого трения с температурой оценивается по опубликованным данным трехосного испытания пород при высоких давлениях и температурах. Используемая модель опубликована ранее [Collins et al., 2004]. Вслед за работой [O'Keefe and Ahrens, 1993] предполагается, что при температуре солидуса трение в горных породах падает до нуля из-за появления частичного расплава. В данной работе использовано уравнение состояния для гранита, дунита и базальта, ранее проверенное в работе [Ivanov et al., 2010].

Методом численного моделирования изучалось образование кратера в среде без сцепления в постоянном вертикальном поле тяготения при вертикальном ударе со скоростями от 5 до 30 км/с, что покрывает диапазон средних скоростей удара для различных планетных тел – от астероидов главного пояса до Меркурия. На Земле и Луне средняя скорость удара составляет 18–20 км/с.

Законы подобия при образовании ударных кратеров

Удары с низкой и с высокой скоростью приводят к образованию очень похожих по форме кратеров, однако параметры ударных волн в ближней зоне существенно различаются [Ferriere et al., 2008]. Общепринятые в настоящее время законы подобия [Schmidt and Housen, 1987; Holsapple and Schmidt, 1979] записываются через безразмерные пи-параметры:

$$\pi_2 = (1.61gD_p)/U^2; \pi_D = D(\rho/m)^{1/3}; \pi_d = d(\rho/m)^{1/3}; \pi_V = V(\rho/m) \quad (1)$$

где m , U и D_p – масса, скорость и диаметр ударника, соответственно, D , d и V – диаметр, глубина и объем кратера (в данном контексте – переходного кратера), ρ – плотность материала мишени, g – ускорение свободного падения.

Если материал мишени не обладает сцеплением, зависимость размеров кратера от параметров ударника и свойств мишени выражается в виде простых степенных соотношений между величинами π_D , π_d , π_V и π_2 . Например, для диаметра переходного кратера в сухом песке

$$\pi_D = K_D \pi_2^{-\alpha}, \quad (2)$$

где коэффициент K_D и показатель степени α определяются методом наименьших квадратов путем подгонки уравнения 2 под экспериментальные или расчетные данные.

Исследования показали, что для материала мишени с сухим трением показатель α равен примерно 0.17, в то время как для материалов с малым сцеплением,

но без трения, в гравитационном режиме показатель α равен примерно 0.22, что почти совпадает со случаем мишени без трения (так называемый «гидродинамический» предел тяжелой жидкости (см. обзор [Ivanov and Hartmann, 2007]). При постоянном размере ударника в данном подходе зависимость механической эффективности (диаметр, глубина, и объем переходного кратера) от скорости ударника будет несколько меньше, чем следует из простого энергетического подобия. Причины этого выяснены довольно полно – с ростом скорости удара растут потери на необратимый нагрев материала в ударной волне. При высоких скоростях удара большую роль играет также импульс отдачи выбрасываемого материала (см. предыдущую работу данного цикла [Иванов, 2016]). Для наглядности можно показать, что в гравитационном режиме образования кратера (работа против силы тяжести много больше работы против сцепления материала) диаметр переходного кратера с ростом скорости удара U и/или диаметра ударника D_p возрастает как

$$D \sim D_p^{0.78} U^{0.44} g^{-0.22} \quad (3)$$

– для мишени с трением:

$$D \sim D_p^{0.83} U^{0.34} g^{-0.17} \quad (4)$$

Аналогичные соотношения в форме (2) или (3) можно записать для глубины и диаметра переходного кратера.

Моделирование образования ударных кратеров

Основные детали процедуры численного моделирования были опубликованы ранее [Ivanov and Pierazzo, 2011; Collins et al., 2004; Ivanov et al., 2010]. Целью данной работы является исследование влияния скорости ударника на эффективность кратерообразования (то есть – на размеры переходного кратера) в мишени, материал которой ведет себя как сыпучая среда с сухим трением с постоянным трением f , зависящим только от температуры. Предполагается, что с приближением к температуре плавления (температуры солидуса для полиминеральных горных пород), T_m – прочность вещества стремится к нулю. Сама температура плавления увеличивается с давлением. В качестве модельного описания уменьшения прочности с температурой выбран формализм, описанный в работе [Ohnaka, 1995]. В компьютерной программе в каждой ячейке вычисляются давление p , температура T и температура плавления $T_m(p)$, возрастающая с давлением (рис. 1, А). По стандартной модели [Collins et al., 2004] вычисляется прочность вещества T_s , пропорциональная (для разрушенного материала) давлению с коэффициентом трения $f(p)$. Эта величина «обрезается» предельным пластическим значением прочности при давлениях выше $\sim 1-2$ ГПа. Подученная величина прочности умножается на понижающий коэффициент k_{temp} :

$$k_{\text{temp}} = \tanh(k*(T_m/T-1)) \quad (5)$$

где \tanh – функция гиперболического тангенса, а коэффициент пропорциональности k выбирается путем подгонки по экспериментальным данным [Ohnaka, 1995; Stesky et al., 1974]. Для типичных горных пород (гранит, базальт, дунит) коэффициент k имеет величину от 1 до 2. На рис. 1 показан пример зависимости прочности от давления и температуры для хорошо изученного гранита Вестерли.

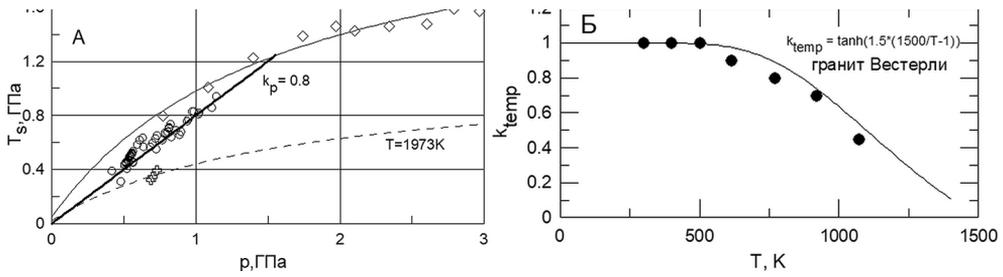


Рис. 1. Зависимость сдвиговой прочности от давления (А) и температуры (Б) для гранита Вестерли ($T_m = 1500$ К, $k = 1.5$ в уравнении 5 – сплошная кривая) и экспериментальные данные [Ohnaka, 1995; Stesky et al., 1974]

Исходный (при низких температурах и давлениях) коэффициент трения варьировался в пределах 0.4 до 0.6, скорости ударника – от 5 до 30 км/с. Ударник и мишень моделировались одним и тем же материалом.

Размеры переходного кратера определялись по максимально достигаемым глубине и объему ниже исходного уровня поверхности мишени. Диаметр переходного кратера определялся в момент изменения направления скорости на краю кратера с положительного (выброс) на отрицательный (начало медленного сползания материала с бортов вниз). Результаты моделирования пересчитываются в безразмерные пи-величины (1). Рассмотрим полученные результаты для диаметра, глубины и объема переходных кратеров.

Диаметр. На рис. 2, в безразмерных координатах (1), показана зависимость от масштаба приведенного диаметра переходного кратера. Верхняя наклонная линия отвечает диаметру переходного кратера в среде с уравнением состояния горной породы, но без прочности, называемой иногда «гидродинамическим предельным случаем». В данной работе мы предпочитаем термин «закон подобия для непористой среды без прочности» (или NPS – non-porous scaling). Здесь же показаны зависимости, полученные в последние 20 лет для сухого песка (при скоростях удара до 7 км/с) и для мишеней без прочности (см. обзор [Ivanov and Hartmann, 2007]). Видно, что наши данные для малой (5 км/с) скорости удара расположены (линия 1 на рис. 2) параллельно зависимости для сухого песка, но несколько выше. Эта раз-

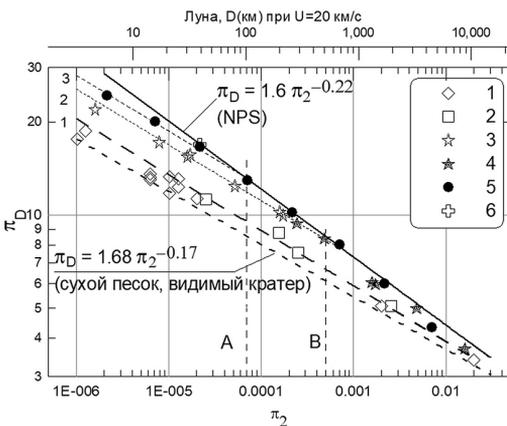


Рис. 2. Зависимость от масштаба π_2 безразмерного диаметра кратера π_D . Скорости вертикального удара составляли: 5 км/с (1 – сферические ударники, 2 – эллиптические ударники с высотой, равной радиусу); 20 км/с (уравнение состояния 3 – кварцит, 4 – CaO); 30 км/с (CaO, 5 – трение 0.6, 6 – трение 0.4). См. пояснения в тексте. Верхняя горизонтальная шкала дает представление о размерах лунных кратеров, соответствующих модельным вариантам

ница отражает влияние начальной пористости песка, не описываемой использованной нами моделью. Достаточно неожиданным результатом явилось существенное повышение эффективности удара (бóльший кратер при том же ударнике) при скорости удара 10 км/с (точки 4 и 5 на рис. 2). Эти точки проходят выше линии 1 и при достаточно больших ударниках выходят на кривую для мишени без прочности (сплошная линия NPS). Причем для скорости удара 30 км/с это происходит при меньших масштабах удара $\pi_2 \sim 7 \cdot 10^{-5}$ (вертикальный пунктир А на рис. 2), чем при скорости 20 км/с ($\pi_2 \sim 5 \cdot 10^{-4}$, вертикальный пунктир В на рис. 2). Поведение зависимостей для ударов с высокой пористостью при $\pi_2 \sim 1 \cdot 10^{-6}$ еще предстоит уточнить, так как пространственное разрешение расчетной сетки с приемлемым числом точек на радиус ударника >20 препятствует расчету очень большого (по отношению к размеру ударника) кратера при разумном размере сетки (порядка 1000×1000 ячеек). Можно предположить, что высокоскоростная зависимость приблизится к низкоскоростной при уменьшении π_2 .

Глубина. На рис. 3 приведены данные для глубины переходных кратеров, показанных на рис. 2. Как и для диаметра переходного кратера, данные моделирования для глубины показывают, что в мишенях с сухим трением с ростом скорости удара с ростом π_2 (то есть, с ростом диаметра ударника при одинаковой скорости удара) зависимость $\pi_D(\pi_2)$ отходит от классической низкоскоростной зависимости для сухого песка и, с ростом диаметра ударника при скоростях удара 20–30 км/с, стремится к предельной зависимости для мишени без прочности (NPS на рис. 3). Сравнивая зависимости для диаметра и глубины переходного кратера, отметим, что выход на предельную зависимость (NPS) для глубины происходит при бóльших значениях π_2 . Это означает, что форма переходного кратера слегка изменяется с ростом масштаба удара.

Объем. На рис. 4 показано изменение приведенного объема переходного кратера с ростом π_2 , повторяющее поведение глубины и диаметра: близость к низкоскоростной зависимости при малых масштабах удара π_2 и выход на предельную зависимость для мишени без прочности при бóльших π_2 .

Обсуждение результатов

Моделирование показало (см. рисунки 2, 3 и 4), что с ростом скорости удара в мишень, прочность которой прямо пропорциональна давлению (сухое трение), простое подобие в приведенных координатах (1) нарушается. С увеличением скорости удара зависимости от масштаба удара π_2 отходят от закона подобия для сухого песка и стремятся с ростом π_2 к закону подобия для мишени без прочности. Поскольку в нашей модели пористость отсутствует, этот эффект, возможно, объясняется классическим уменьшением прочности с температурой (thermal softening), предсказанного в [O'Keefe and Ahrens, 1993] для материалов с постоянным пределом прочности и наличием предельной пластической сдвиговой прочности (рис. 1, А). Порядок максимальных давлений в ударной волне для кратеров различного масштаба иллюстрируется на рис. 5.

Первое, что надо отметить – это возрастание давления ударного сжатия p_d на уровне будущего дна переходного кратера. Если при скорости удара 5 км/с $p_d = 3.5$ ГПа, то при $U = 20$ км/с это давление возрастает до 18 ГПа, а при $U = 30$ км/с – до 45 ГПа, что близко давлению плавления при разгрузке. Переходной кратер растет в глубину за счет вдавливания материала мишени вниз с одновременным

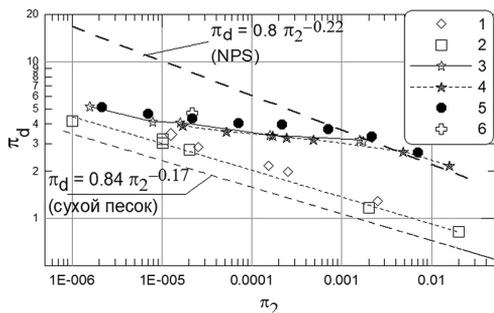


Рис. 3. Приведенные глубины модельных кратеров (пояснения к легенде см. на рис. 2)

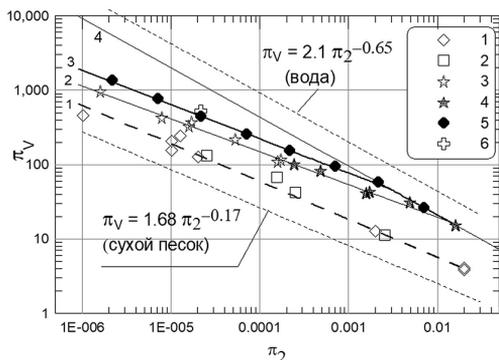


Рис. 4. Приведенные объемы модельных кратеров (пояснения к легенде см. на рис. 2). Зависимость 1 проведена по точкам для скорости удара 5 км/с, зависимость 2 – для 20 км/с, и зависимость 3 – для 30 км/с. Зависимость 4 построена для мишеней без прочности (NPS). Для сравнения показана зависимость для воды

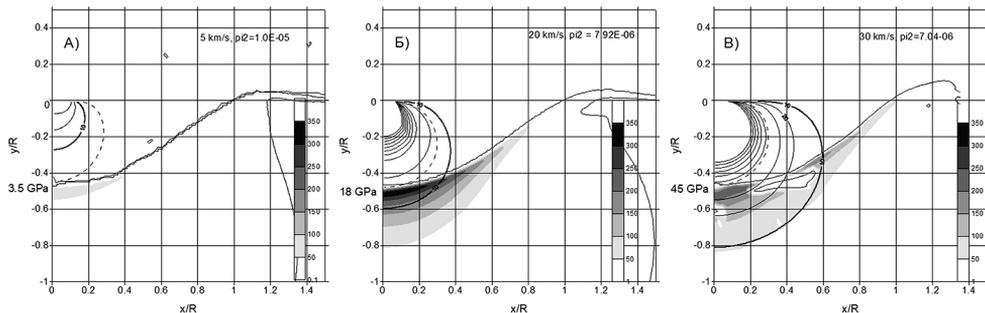


Рис. 5. Сравнение изобар ударного сжатия (обращённые вниз кривые, близкие к полусферам) при скоростях удара 5 км/с (А), 20 км/с (Б), и 30 км/с (В) для близких значений масштаба удара π_2 от $(7-10) \cdot 10^{-5}$. Жирной кривой показана изобара 10 ГПа. Ниже контура кратера серым тоном показан избыточный нагрев материала мишени за счет работы против сил трения (шкала серого цвета от 0 до 300 К). Около левой оси показано максимальное давление в ударной волне на уровне будущего дна переходного кратера (А – 3.5 ГПа, Б – 18 ГПа, В – 45 ГПа). Линейный масштаб нормирован на радиус переходного кратера по исходной поверхности

выбросом через поверхность. С ростом ударного давления в пределах кратера температура вещества, выдавливаемого на периферию, растет, что вызывает уменьшение эффективной прочности (рис. 1). Мы предполагаем, что увеличение нагрева вещества в центре кратера приводит к уменьшению эффективной прочности и к росту эффективности экскавации с ростом скорости удара.

При больших величинах π_2 (более 10^{-4} – 10^{-3} — см. рисунки 2–4) нагрев вещества ударной волной за счет неадиабатического сжатия и работы против сил проч-

ности (трения) настолько уменьшают прочность вещества мишени, что эффективность механического кратерообразования стремится к зависимости для мишени без прочности (NPS).

Как видно из верхней шкалы на рис. 2, при средней скорости удара по Луне ~ 20 км/с все кратеры диаметром от 1 до 100 км оказываются в переходной области приведенных зависимостей диаметра, глубины и объема кратеров от масштаба удара π_2 . В рамках использованной нами модели для каждой скорости удара нужно применять свой закон подобия, что требует уточнения применяемых в настоящее время формул для пересчета диаметров кратеров в диаметры ударников при заданной скорости.

Лунный кратер диаметром порядка 1000 км (например – бассейн моря Восточного) при $U = 20$ км/с соответствует $\pi_2 \sim 10^{-3}$. Для этого значения π_2 при высоких скоростях удара в 2.5–4 раза выше, чем при ударе со скоростью 5 км/с. При еще больших значениях π_2 все зависимости начинают сближаться, так как для очень больших ударов главную роль в ограничении размеров переходных кратеров играет работа против силы тяжести. К тому же, в этом диапазоне масштаба переходной кратер не является устойчивым – происходит обрушение переходного кратера (почти как полости в воде) с образованием уплощенных ударных многокольцевых бассейнов [Ivanov et al., 2010]. Поэтому наиболее интересным является диапазон малых значений π_2 , в особенности – диапазон, где зависимости для ударов с большой скоростью только начинают отклоняться от низкоскоростного закона подобия. Этот диапазон представляется весьма интересным для дальнейшего изучения.

Заключение

В предыдущей публикации о законах подобия при высокоскоростном ударе [Иванов, 2016] мы показали, как скорость плоского ударника влияет на механическую эффективность удара – в одномерном случае это была излучаемая на бесконечность ударная волна. В данной публикации мы рассмотрели влияние скорости удара на эффективность ударного кратерообразования, и снова обнаружили существенное отличие законов подобия при «медленных» и «быстрых» ударах – теперь за счет нелинейного изменения прочности вещества при росте скорости удара. Если, в одномерном случае обобщение результатов было довольно простым [Иванов, 2016], в случае ударного кратерообразования такое обобщение еще не найдено и, видимо, потребует расширенного параметрического исследования в будущем.

Исследования выполнены при поддержке Программы фундаментальных научных исследований Президиума РАН 1.9П «Ударные кратеры на Луне, планетах и астероидах»» (проект № 0146-2015-0006).

Литература

- Иванов Б.А. Подobie в затухании ударных волн при одномерном ударе // Динамические процессы в геосферах. Вып.8: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС. 2016. С. 28–34.
- Collins G.S., Melosh H.J., and Ivanov B.A. Modeling damage and deformation in impact simulations // Meteoritics & Planet. Sci., 2004, P. A57, 2004. V. 39 (2). P. 217–231.

Ferriere L., Koeberl C., Ivanov B.A. and Reimold, W.U. Shock metamorphism of Bosumtwi impact crater rocks, shock attenuation, and uplift formation // Science, 2008. V. 322. № 5908. P. 1678–1681.

Holsapple, K.A., and Schmidt, R.M. A material-strength model for apparent crater volume // Proc. Lunar and Planetary Science Conference, 10th, P. 2757–2777, N.Y.: Pergamon Press, 1979.

Ivanov B.A. Mars/Moon Cratering Rate Ratio Estimates // Space Science Reviews, 2001, V. 96, P. 87–104.

Ivanov B.A. and Hartmann W.K. Exogenic Dynamics, Cratering and Surface Ages. Treatise on Geophysics. Ed. G. Schubert, PP. 207–242, Amsterdam: Elsevier, 2007.

Ivanov B.A., Melosh, H.J. and Pierazzo, E. Basin-forming impacts: Reconnaissance modeling // GSA Special Papers 465. Eds. Gibson, R.L. and Reimold, W.U., PP. 29–49, Boulder, Colorado, USA: Geological Society of America, 2010.

Ivanov B.A. and Pierazzo E. Impact cratering in H₂O-bearing targets on Mars: Thermal field under craters as starting conditions for hydrothermal activity // Meteoritics and Planet. Sci., 2011. V. 46. P. 601–619.

Ohnaka, M. A shear failure strength law of rock in the brittle-plastic transition regime // Geophysical Research Letters, 1995. V. 22. P. 25–28.

O'Keefe J.D. and Ahrens T.J. Planetary cratering mechanics // J. Geophys. Res., 1993. V. 98, P. 17011–17028.

Prieur N.C., Rolf T., Luther R., Wünnemann K., Xiao Z., and Werner S.C. The effect of target properties on transient crater scaling for simple craters // J. Geophys. Res: Planets. P. 2017JE005283.

Schmidt R.M. and Housen K.R. Some Recent Advances in the Scaling of Impact and Explosion Cratering // International Journal of Impact Engineering, 1987. V. 5. P. 543–560.

Stesky R.M., Brace W.F., Riley D.K., and Bobin, P.Y. Friction in faulted rock at high temperature and pressure // Tectonophysics, 1974, V. 23. P. 177–203.