

УДК 550.348.425.4

## ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСА МЕТЕОРИТА НА РАЗМЕРЫ УДАРНОГО КРАТЕРА

Н. И. Шишкин

Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики  
им. Е. И. Забабахина, 456770 Снежинск  
E-mail: shishkins@mail.vega-int.ru

Получены формулы для диаметра и глубины взрывного кратера, учитывающие энергию и импульс продуктов взрыва, прочность породы, глубину заложения заряда взрывчатого вещества и силу тяжести. С использованием ударно-взрывной аналогии полученные зависимости распространены на случай удара метеорита (ударника) о кору планеты (мишени). Показано, что в гравитационном режиме образования кратера влияние импульса ударника существенно и с увеличением его размеров возрастает. В прочностном режиме кратерообразования импульс практически не оказывает влияния на размеры кратера. Установлено, что в основном размеры кратера определяются величиной кинетической энергии ударника и в меньшей степени — импульсом.

**Ключевые слова:** метеорит, импульс, кинетическая энергия, удар, кратер.

**Введение.** Прогресс в изучении ударного кратерообразования в значительной мере обусловлен развитием физики взрыва. Исследование взрывного кратерообразования позволило выявить механизм процесса и получить формулы, определяющие параметры кратера в зависимости от параметров мишени и ударника. Изучение высокоскоростного удара с использованием экспериментальных данных, полученных при взрывах, основано на ударно-взрывной аналогии: высокоскоростной удар подобен взрыву. Однако при использовании этой аналогии не учитывается явно влияние количества движения (импульса) ударника, а в основном учитывается влияние энергии.

С начала изучения ударного кратерообразования ведется дискуссия о роли в этом процессе импульса и кинетической энергии ударника. В настоящее время считается, что ударное кратерообразование определяется некоторой комбинацией импульса и энергии ударника [1]. В работе [2] предложено выражение для объема ударного кратера  $V \sim E^\alpha I^\beta$  ( $E$  — кинетическая энергия;  $I$  — импульс ударника;  $\alpha, \beta$  — показатели степени), приведены возможные диапазоны значений  $\alpha$  и  $\beta$  для случая ударных кратеров, но конкретные их значения не указаны. Параметр прочности  $Y$  не конкретизируется. Предполагается, что этим параметром может быть любая величина с размерностью напряжения. Кроме того, объем кратера определяется с точностью до произвольного множителя. В данной работе предпринята попытка на основе ударно-взрывной аналогии определить размеры кратера с помощью приведенной выше формулы и указать конкретные значения показателей степеней  $\alpha, \beta$  и соответствующих коэффициентов пропорциональности для диаметра и глубины кратера.

В качестве прочностной характеристики изотропного материала мишени используется его общее сопротивление сдвигу  $\tau_s$ , представляющее собой сумму прочности связей  $\tau_0$  и сопротивления трению скольжения  $k p = p \operatorname{tg} \varphi$  ( $p = \rho_t g h$  — литостатическое давление на глубине  $h$ ;  $\rho_t$  — плотность материала мишени;  $k = \operatorname{tg} \varphi$  — коэффициент внутреннего

трения;  $\varphi$  — угол трения;  $g$  — ускорение свободного падения на поверхности планеты). Такой выбор прочности позволяет включить в число определяющих параметров кратерообразования плотность материала, силы сцепления, угол и коэффициент внутреннего трения, глубину, на которой расположен элемент среды, и силу тяжести. При этом количество определяющих параметров уменьшается за счет объединения их в физически содержательную комбинацию.

При описании ударного кратерообразования с использованием ударно-взрывной аналогии возникает проблема выбора вида взрыва-аналога (ядерный взрыв, взрыв конденсированного взрывчатого вещества (ВВ), электровзрыв, лазерный импульс). Необходимо также выбрать глубину заложения соответствующего заряда. При ударе метеорита о Землю (или кору другой планеты) он внедряется на глубину, приблизительно равную его диаметру. Желательно, чтобы заряд-аналог имел размер и плотность, близкие к соответствующим значениям для метеорита. Заглубление заряда должно быть порядка его диаметра. В наибольшей степени этим требованиям удовлетворяют заряды конденсированных ВВ типа тротила (ТНТ), взрываемые на малой глубине либо на поверхности контакта с преградой.

Также можно использовать ядерный заряд, если заглубление не очень мало, поскольку при малой глубине заложения большая часть энергии взрыва передается излучением в атмосферу (либо в вакуум на безатмосферных объектах), а не в грунт. Электровзрыв и лазерный импульс менее применимы в силу их “безмассовости”.

### 1. Размеры взрывных кратеров при малых глубинах заложения заряда ВВ.

Экспериментальные данные о размерах взрывных кратеров в зависимости от глубины заложения заряда в различных средах приведены в [3–7]. Анализ этих зависимостей показывает, что с увеличением глубины заложения заряда размеры кратеров увеличиваются, достигая максимума при так называемой оптимальной глубине заложения, после чего резко уменьшаются. При исследовании ударного кратерообразования представляют интерес начальные, восходящие участки этих кривых при малых глубинах заложения заряда. Однако систематические данные о размерах взрывных кратеров при малых глубинах заложения получены лишь для малопрочных грунтов (сухих озерных отложений, глин, песков и др.) [4] и для сравнительно прочной породы — сухого пустынного аллювия [5, 6]. В работе [4] отсутствуют количественные данные о физико-механических параметрах использованных грунтов (плотности, сжимаемости, прочности и др.), тем не менее, используя результаты [4], можно получить приближенную оценку линейных размеров кратеров при контактных взрывах. В частности, диаметр  $D_{c0}$  и глубина  $h_{c0}$  кратера определяются зависимостями

$$D_{c0} \sim (60 \div 80)E^{1/3,4} \text{ м/кТ}^{1/3,4}, \quad h_{c0} \sim (8 \div 18)E^{1/3,4} \text{ м/кТ}^{1/3,4}.$$

Здесь  $E$  — энергия взрыва заряда ВВ, измеряемая в килотоннах ТНТ ( $1 \text{ кТ ТНТ} \approx 4,18 \cdot 10^{12} \text{ Дж}$ ). Из [5, 6] следует, что при глубинах заложения  $h/E^{1/3,4} \lesssim 30 \text{ м/кТ}^{1/3,4}$  (менее трех диаметров заряда ВВ) размеры кратеров в аллювии можно описать линейными зависимостями вида

$$\begin{aligned} D_c/E^{1/3,4} &= 71,6 \text{ м/кТ}^{1/3,4} + 1,2h/E^{1/3,4}, \\ h_c/E^{1/3,4} &= 10,5 \text{ м/кТ}^{1/3,4} + 0,6h/E^{1/3,4}, \end{aligned} \tag{1.1}$$

где величины  $h$ ,  $h_c$ ,  $D_c$  измеряются в метрах.

Формулы (1.1) не содержат явно зависимость размеров кратера от импульса продуктов взрыва (ПВ). Чтобы получить формулы, содержащие зависимость размера кратера не только от энергии, но и от импульса, исследуем явление взрыва на выброс с помощью анализа размерностей физических величин [8]. Будем полагать, что при малых глубинах

заложения заряда кратерообразование зависит от массы заряда  $m_B$ , плотности ВВ  $\rho_B$ , энергии взрыва  $E$ , показателя изоэнтропии ПВ  $n_B$ , импульса ПВ  $I$ , глубины заложения заряда  $h$ . Предполагается, что грунт (кора планеты), являющийся однородной сплошной сжимаемой средой с плотностью  $\rho_0$ , в которой скорость распространения объемных волн равна  $c_0 = \sqrt{K/\rho_0}$  ( $K$  — модуль объемного сжатия), находится в поле силы тяжести с ускорением свободного падения  $g$ . В качестве прочностной характеристики среды будем использовать общее сопротивление сдвигу  $\tau_s = \tau_0 + k\rho_0gh$  ( $\tau_0$  — сцепление). Кратер будем характеризовать диаметром  $D_c$  и глубиной  $h_c$ .

Следуя [2], приведенный выше набор параметров, определяющих кратерообразование, можно назвать энергоимпульсным набором. Из этого набора параметров образуем следующие безразмерные комбинации:  $D_c/h$ ,  $h_c/h$ ,  $\Pi_1 = E/(\tau_s h^3)$ ,  $\Pi_2 = I/(\rho_0 c_0 h^3)$ . В качестве меры импульса  $I$  будем использовать импульс ПВ при взрыве на абсолютно жесткой преграде, полагая  $n_B = 3$ :

$$I = (8/27)m_B D.$$

Здесь  $D$  — скорость детонации ВВ [9]. Для ВВ типа тротила  $D \approx 7 \cdot 10^3$  м/с при  $\rho_B = 1,62 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>.

В соответствии с П-теоремой теории размерности линейные размеры кратера  $D_c/h$  и  $h_c/h$  являются функциями комбинаций  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$ . В некоторой области переменных  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  размеры кратера можно аппроксимировать степенными функциями

$$D_c/h = C_1 \Pi_1^\alpha \Pi_2^\beta + C_2, \quad h_c/h = D_1 \Pi_1^\alpha \Pi_2^\beta + D_2, \quad (1.2)$$

где показатели  $\alpha$ ,  $\beta$  и безразмерные постоянные  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $D_1$ ,  $D_2$  необходимо определить. Линейная зависимость в (1.2) соответствует экспериментальным данным (см. (1.1)). При  $h \rightarrow 0$ , т. е. при переходе от заглубленного взрыва к контактному, из условия конечности размеров кратера следует, что показатели  $\alpha$  и  $\beta$  связаны соотношением

$$\alpha + \beta = 1/3 = 0,333. \quad (1.3)$$

Однако, поскольку импульс продуктов взрыва  $I \sim E^{1/2}$ , из (1.2) получаем

$$D_c/h \sim E^{\alpha+\beta/2}, \quad h_c/h \sim E^{\alpha+\beta/2}.$$

Как известно, линейные размеры кратеров зависят от силы тяжести на поверхности планеты [1, 8]. Эта зависимость выражается в том, что размеры малых кратеров пропорциональны  $E^{1/3}$ , а больших —  $E^{1/4}$ . Таким образом, получаем второе условие, связывающее  $\alpha$  и  $\beta$ :

$$\alpha + \beta/2 = 1/n, \quad 3 < n < 4. \quad (1.4)$$

Из (1.3), (1.4) находим

$$\alpha = \frac{6-n}{3n}, \quad \beta = \frac{2n-6}{3n}, \quad \frac{1}{6} < \alpha < \frac{1}{3}, \quad 0 < \beta < \frac{1}{6}.$$

Так как импульс ПВ и энергия взрыва неразрывно связаны, предельные значения  $n$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  никогда не достигаются. Следовательно, в прочностном режиме кратерообразования ( $n \approx 3$ ,  $\alpha \approx 1/3$ ,  $\beta \approx 0$ ) влияние импульса на размеры кратера несущественно. В гравитационном режиме ( $n \approx 4$ ,  $\alpha = \beta \approx 1/6$ ) влияние импульса на размеры кратера наибольшее.

Опыты с подземными взрывами показали, что в диапазоне значений энергии от 1 до  $10^6$  т ТНГ линейные размеры кратеров и камуфлетных полостей зависят от энергии по закону  $E^{1/n}$ , где  $n = 3,4$ . Экстраполируя эту эмпирическую зависимость на произвольные энергии взрыва, получаем значения  $\alpha = 0,255$ ,  $\beta = 0,078$ .

Значения некоторых физических характеристик среды  $(\rho_0, c_0, \tau_0, k)$ , входящих в комбинации  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$ , приведены в справочниках (см., например, [10]). Скорость  $c_0$  можно рассчитать, используя эмпирические соотношения Берча между скоростями  $c_l, c_s$  сейсмических волн и плотностью  $\rho_0$  [11, 12], а также формулу  $c_0^2 = c_l^2 - (4/3)c_s^2$ . Значения других характеристик можно оценить, используя данные о размерах взрывных кратеров и параметрах взрывных волн. Для осадочных пород прочность связей  $\tau_0 = (1 \div 2) \cdot 10^7$  Па, для кристаллических —  $\tau_0 = 5 \cdot 10^7$  Па [10].

Физические параметры аллювия приведены в [13]:  $\rho_0 = (1,5 \div 1,9) \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $K = 1,8 \cdot 10^9$  Па,  $\tau_s = 1,75 \cdot 10^7$  Па, коэффициент Пуассона  $\nu = 0,3$ . В [14] указаны значения упругих модулей аллювия  $E = 5,3 \cdot 10^9$  Па,  $\mu = 2,0 \cdot 10^9$  Па, следовательно,  $K = 5,0 \cdot 10^9$  Па,  $\nu = 0,325$ .

Вследствие существенного различия значений физических параметров аллювия, приводимых в разных работах, будем использовать следующие значения:  $E = 5,3 \cdot 10^9$  Па,  $\mu = 2,0 \cdot 10^9$  Па,  $K = 5,0 \cdot 10^9$  Па,  $\tau_s = 1,75 \cdot 10^7$  Па,  $\rho = 1,6 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_0 = \sqrt{K/\rho} = 1,78 \cdot 10^3$  м/с.

В аллювии угол внутреннего трения близок к углу естественного откоса  $\varphi = 28^\circ$ , что следует из анализа геометрических параметров кратера, образовавшегося в результате ядерного взрыва Sedan ( $E = 100$  кт,  $r_c = 185$  м,  $h_c = 98,5$  м,  $h = 193$  м) [15]. По экспериментальным данным об этом взрыве можно получить оценку прочности связей в аллювии, используя значения размеров кратера, скорости подъема купола в эпицентре, эмпирическую зависимость амплитуды массовой скорости  $v_m$  от расстояния  $R = \sqrt{r_c^2 + h^2}$  и критерий разрушения Кулона

$$\tau_0 + kp = \tau_s, \quad (1.5)$$

где  $\tau_s = 1,75 \cdot 10^7$  Па — сдвиговая прочность аллювия;  $p \approx \rho_0 c_0 v_m$  — амплитуда давления на фронте волны. Критерий (1.5) выполняется на границе кратера ( $R = \sqrt{r_c^2 + h^2}$ ). (Под границей кратера понимается линия пересечения поверхности воронки выброса со свободной поверхностью грунтового массива до взрыва.) Амплитуда массовой скорости  $v_m$  во взрывной волне сжатия определяется по формуле [7]

$$v_m = C(E^{1/3}/R)^{1,6}, \quad (1.6)$$

где  $E$  измеряется в килограммах ТНТ,  $R$  — в метрах,  $v_m$  — в метрах в секунду;  $C$  — константа.

Скорость подъема купола при взрыве Sedan имела величину  $v_c = 35$  м/с. Так как при отражении волны от свободной поверхности массовая скорость увеличивается в два раза, то при  $R = h = 193$  м амплитуда массовой скорости равна  $v_m(h) = 17,5$  м/с. Подставляя это значение в (1.6), получаем  $C = 4,3$  и, следовательно,

$$v_m = 4,3(E^{1/3}/R)^{1,6}. \quad (1.7)$$

При  $E = 10^8$  кг ТНТ,  $r_c = 185$  м,  $h = 193$  м,  $R = 267$  м из (1.5), (1.7) находим величину сцепления в аллювии:

$$\tau_0 = \tau_s - kp \approx 1,75 \cdot 10^7 \text{ Па} - 0,53 \cdot 3 \cdot 10^7 \text{ Па} = 0,15 \cdot 10^7 \text{ Па}.$$

Для определения постоянной  $C_1$  в формуле (1.2) для диаметра кратера используем экспериментальные данные о размерах взрывных кратеров при контактных взрывах. По определению глубина заложения заряда ВВ при контактном взрыве  $h = 0$ . Из аппроксимаций (1.1) получаем следующие значения диаметра и глубины кратера при контактном взрыве:  $D_{c0} = 71,6$  м/кг<sup>0,294</sup>,  $C_2 = 1,20$ ,  $h_{c0} = 10,5$  м/кг<sup>1/3,4</sup>,  $D_2 = 0,6$ . Заметим, что диаметр  $D_{c0}$  и глубина  $h_{c0}$  кратера при контактном ядерном взрыве имеют следующие значения:  $D_{c0} \approx 26$  м/кг<sup>1/3,4</sup>,  $h_{c0} \approx 2$  м/кг<sup>1/3,4</sup>.

При  $h \rightarrow 0$  формула (1.2) для диаметра кратера принимает вид

$$D_{c0} = C_1(E/\tau_0)^{0,255}(I/(\rho_0 c_0))^{0,078}.$$

Взрыв заряда ВВ мощностью 1 кт ТНТ сопровождается выделением энергии  $E = 4,18 \times 10^{12}$  Дж. Импульс ПВ, действующих на грунт, пропорционален импульсу ПВ при взрыве на абсолютно жесткой преграде и при  $m_b = 10^6$  кг равен  $I = 2,07 \cdot 10^9$  м·кг·с<sup>-1</sup>. С использованием физических характеристик аллювия и значений  $D_{c0}$ ,  $h_{c0}$  получаем  $C_1 = 1,0$ ,  $D_1 = 0,14$ . При этом формулы для диаметра и глубины кратера имеют вид

$$D_c/h = \Pi_1^{0,255}\Pi_2^{0,078} + 1,2, \quad h_c/h = 0,14\Pi_1^{0,255}\Pi_2^{0,078} + 0,60. \quad (1.8)$$

**2. Размеры ударного кратера.** Согласно ударно-взрывной аналогии эффективная глубина, на которой взрывается ударник, равна глубине, на которую он проникает в мишень. Ударник внедряется в мишень подобно кумулятивной струе, при этом глубина проникания рассчитывается по формуле

$$h = L\sqrt{\rho_p/\rho_t}, \quad (2.1)$$

где  $\rho_p$ ,  $\rho_t$  — плотности ударника и преграды соответственно;  $L$  — длина ударника. В случае удара метеорита его длина предполагается равной диаметру. Далее ударным (или переходным, транзитным) кратером будем называть кратер, образующийся в конце процесса экскавации.

Следуя [1], диаметр переходного кратера обозначим  $D_t$ . Полагая, что в формулах (1.8) величина  $h$  равна правой части (2.1), получаем формулы для диаметра и глубины кратера в виде

$$\begin{aligned} D_t &= (E/\tau_s)^{0,255}(I/(\rho_t c_t))^{0,078} + 1,20\rho_p^{0,5}\rho_t^{-0,5}L, \\ h_t &= 0,14(E/\tau_s)^{0,255}(I/(\rho_t c_t))^{0,078} + 0,60\Pi_3^{0,5}L, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где  $E = mv^2/2$  — кинетическая энергия ударника;  $m = 0,52\rho_p L^3$  — масса ударника;  $I = mv$  — импульс ударника;  $c_t$  — скорость распространения объемных волн в мишени;  $\tau_s = \tau_0 + kgL\sqrt{\rho_p\rho_t}$  — прочность материала мишени (коры планеты) на глубине проникания  $h$ . Объем кратера можно оценить по формуле  $V_t = \pi h_t D_t^2/8$  [1]. Так как  $E/I = v/2$ , то из (2.2) следует, что с увеличением скорости вклад кинетической энергии метеорита в изменение размеров кратера увеличивается, а вклад импульса метеорита уменьшается. Для метеорита, имеющего приблизительно сферическую форму, отношение  $E/I$  не зависит (в первом приближении) от его размеров, так как оно не зависит от его массы.

Заметим, что формулу для диаметра переходного кратера можно представить следующим образом:

1) через энергию ударника (энергетическое представление):

$$D_t = 0,975E^{0,294}\tau_s^{-0,255}\Pi_3^{0,039}K^{-0,039}L^{0,117} + 1,20\Pi_3^{0,5}L;$$

2) через импульс ударника (импульсное представление):

$$D_t = I^{0,588}(\rho_p\tau_s)\tau^{-0,255}(\rho_t K)^{-0,039} + 1,20\Pi_3^{0,5}L;$$

3) с помощью формулы (2.2) (энергоимпульсное представление).

Аналогично можно представить формулы для глубины и объема кратера.

Выражая энергию и количество движения через плотность, диаметр и скорость, формулы (2.2) можно записать в виде

$$\begin{aligned} D_t/L &= 0,675[\Pi_3^{0,5}(k + \Pi_3^{-0,5}R_G^{-1})^{-1}\text{Fr}]^{0,255}(\Pi_3 M)^{0,078} + 1,12\Pi_3^{0,5}, \\ h_t/L &= 9,45 \cdot 10^{-2}[\Pi_3^{0,5}(k + R_G^{-1})^{-1}\text{Fr}]^{0,255}(\Pi_3 M)^{0,078} + 0,74\Pi_3^{0,5}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

где  $\Pi_3 = \rho_p/\rho_t$ ;  $R_G = \sqrt{\rho_p\rho_t}gL/\tau_0$  — число, характеризующее вклад силы тяжести и прочности в образование кратера;  $\text{Fr} = v^2/(gL)$  — аналог числа Фруда;  $M = v/c_t$  — аналог числа Маха.

В случае если  $R_G \ll 1$ ,  $\tau_0 \gg \sqrt{\rho_p\rho_t}gL$ , считается, что кратер образуется в прочностном режиме. В противном случае кратерообразование происходит в гравитационном режиме [1].

Комбинация  $\Pi_1$  содержит число Фруда и число  $R_G$ . Первое из них определяет вклад сил инерции и силы тяжести, а второе — вклад силы тяжести и прочности в процесс образования кратера. В комбинации  $\Pi_1$  отсутствуют параметры, характеризующие сжимаемость материала мишени. Таким образом, в комбинации  $\Pi_1$  учитываются гидродинамические свойства мишени как несжимаемой прочной жидкости.

В безразмерную комбинацию  $\Pi_2$  входят термодинамический параметр материала мишени, скорость распространения объемных волн сжатия  $c_t$ , вследствие чего комбинация  $\Pi_2$  пропорциональна числу Маха ударника. Таким образом,  $\Pi_2$  определяет роль сжимаемости вещества преграды в образовании кратера. При  $M > 1$  в мишени возникают ударные волны, при этом возрастает энтропия. Наряду с процессом разрушения мишени комбинация  $\Pi_2$  определяет меру необратимости процесса кратерообразования, т. е. меру неупругости удара.

В данном пункте формулы получены в предположении вертикального удара ( $\theta = 90^\circ$ ). Как известно, при ударе метеорита даже в случае малых  $\theta$  кратеры имеют круглую форму [1], что подтверждает предположение, согласно которому размеры кратера определяются вертикальной компонентой скорости. При косом ударе в формулах (2.3) следует выполнить замену скорости  $v$  на  $v \sin \theta$ .

Рассмотрим следствия из формул (2.2) на примере удара каменного метеорита о земную кору. В соответствии с [12] выберем следующие значения физических параметров коры:  $K = 6,5 \cdot 10^{10}$  Па,  $\rho_t = 2,84 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_t = 4,78 \cdot 10^3$  м/с,  $g = 9,81$  м/с<sup>2</sup>. В качестве прочностных характеристик материала коры выберем сцепление  $\tau_0 = 5 \cdot 10^7$  Па и коэффициент внутреннего трения  $k = 1$ , характерные для кристаллических пород. Плотность метеорита предполагаем равной средней плотности коры:  $\rho_p = \rho_t = 2,84 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>. При подлете к Земле скорость метеорита может составлять от 12 до 72 км/с.

Заменяя в (2.2) энергию и импульс их выражениями через массу и скорость, получаем

$$\begin{aligned} D_t/L &= 0,675\rho_p^{0,333}\tau_s^{-0,255}(c_t\rho_t)^{-0,078}v^{0,588} + 1,12\Pi_3^{0,5}, \\ h_t/L &= 0,14\rho_p^{0,333}\tau_s^{-0,255}(\rho_t c_t)^{-0,078}v^{0,588} + 0,74\Pi_3^{0,5}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

На рис. 1 представлены результаты расчетов диаметра и глубины переходных кратеров при различных диаметрах и скоростях метеоритов. При  $L \leq 10^3$  м линейные размеры кратера приблизительно пропорциональны диаметру метеорита, что имеет место при прочностном режиме кратерообразования. С увеличением скорости метеорита от 5 до 70 км/с диаметр кратера, приближенно равный шести диаметрам метеорита, увеличивается до значения, приближенно равного 22 диаметрам метеорита. При этом глубина кратера, несколько превышающая величину, равную одному диаметру метеорита, увеличивается до значения, равного 3,5 диаметра метеорита.

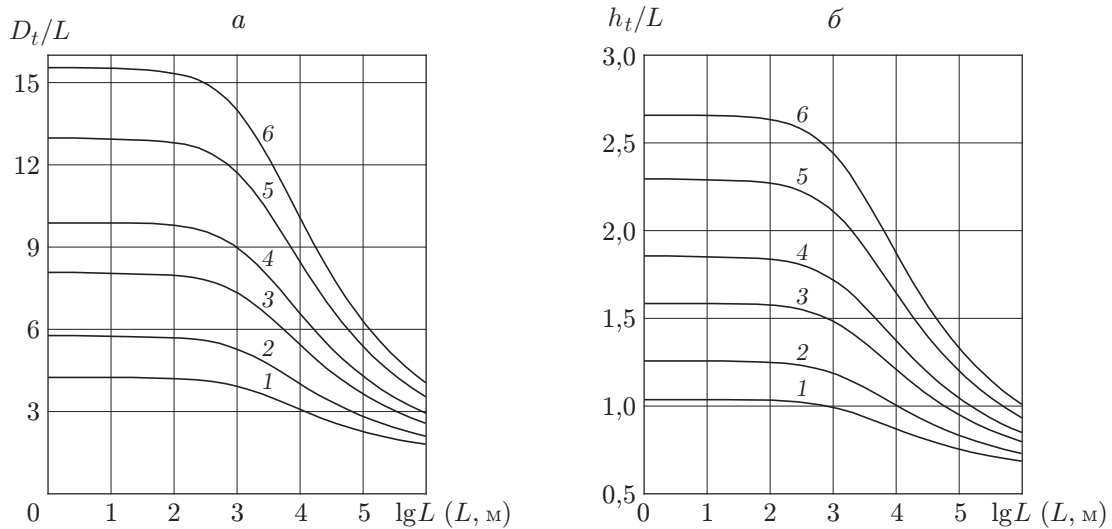


Рис. 1. Зависимости диаметра (а) и глубины (б) переходного кратера от диаметра ударника при различных значениях скорости  $v$ :

1 —  $v = 5$  км/с, 2 —  $v = 10$  км/с, 3 —  $v = 20$  км/с, 4 —  $v = 30$  км/с, 5 —  $v = 40$  км/с, 6 —  $v = 50$  км/с

В гравитационном режиме кратерообразования ( $L \geq 10^3$  м) с увеличением диаметра метеорита отношение  $D_t/L$  асимптотически уменьшается, стремясь к значению, находящемуся в интервале  $2 \div 3$ . При этом глубина кратера приблизительно равна диаметру метеорита.

В рассматриваемом диапазоне значений диаметра и скорости метеорита отношение диаметра кратера к его глубине изменяется в интервале от  $D_t/h_t \approx 6$  (при  $v = 70$  км/с,  $L = 1$  м) до  $D_t/h_t \approx 3,5$  (при  $v = 10$  км/с,  $L = 10^5$  м).

В формулах (2.4) значение показателя степени при скорости, равное 0,588, обусловлено используемой эмпирической зависимостью размеров кратера от энергии, пропорциональной  $E^{1/3,4}$ . В общем случае значение показателя степени при скорости находится в интервале от  $2/3$  до  $1/2$ , причем значение  $2/3$  соответствует прочностному режиму кратерообразования, а значение  $1/2$  — гравитационному режиму.

В прочностном режиме кратерообразования показатель степени  $\alpha$  приближается к значению, равному 0,333, а показатель  $\beta$  — к нулю. Размеры кратера определяются кинетической энергией ударника, а от импульса ударника не зависят. В гравитационном режиме показатели  $\alpha$  и  $\beta$  стремятся к значению  $\alpha = \beta = 1/6$ . В этом случае вклад импульса в изменение размеров кратера становится максимальным, однако всегда меньше вклада, обусловленного кинетической энергией ударника.

**3. Сравнение результатов, полученных в данной работе, с результатами других работ.** Зависимости диаметра переходного кратера от параметров ударника и мишени получены Д. Голтом [16], М. Нордайком [6], Р. Шмидтом и К. Холсаплом [2], а также Г. Меллошем [1].

Для прочных горных пород и кратеров диаметром до 10 м формула Голта записывается в виде [16]

$$D_t = 1,63 \cdot 10^{-2} \rho_p^{1/6} \rho_t^{-1/2} g^{-0,165} E^{0,37} (\sin \theta)^{2/3}, \quad (3.1)$$

а для пород любого состава и кратеров диаметром  $0,1 \div 1,0$  км — в виде

$$D_t = 2,94 \cdot 10^{-1} \rho_p^{1/6} \rho_t^{-1/2} g^{-0,165} E^{0,28} (\sin \theta)^{1/3}. \quad (3.2)$$

Диаметры кратеров, рассчитанные по различным формулам,  
в случае удара о Землю железных метеоритов со скоростью  $v = 20$  км/с

$L$ , м	$D_t$ , км			
	Формулы (3.1), (3.2)	Формула (3.3)	Формула (3.4)	Формула (2.2) или (2.3)
1	0,022	0,024	—	0,016
10	0,283	0,19	0,54	0,156
$10^2$	1,96	1,50	3,34	1,53
$10^3$	13,6	12,02	20,6	13,5
$10^4$	94,0	97,52	127,6	95,1
$10^5$	650,0	802,6	784,3	630,0

Формула Нордайка, модифицированная Г. Мелошем, имеет вид

$$D_t = 0,0133E^{0,294} + 1,51\rho_p^{0,5}\rho_t^{-0,5}L. \quad (3.3)$$

Эта формула получена на основе подобия ударных и взрывных кратеров, образующихся при подземных ядерных взрывах.

Формула Шмидта — Холсаппла — Мелоша [1, 2], полученная методом размерностей с помощью теории подобия, имеет вид

$$D_t = 1,8\rho_p^{0,11}\rho_t^{-1/3}g^{-0,22}E^{0,22}L^{0,13}. \quad (3.4)$$

Формулы (3.1)–(3.4) записаны в системе единиц МКС. Следует отметить, что в (3.1), (3.4) значения постоянных показателей степени при энергии 0,37 и 0,22 соответственно выходят за пределы допустимых значений от  $1/3$  до  $1/4$ , которые следуют из физических соображений. Параметры ударника  $\rho_p$ ,  $L$ ,  $E$ , параметр мишени  $\rho_t$ , а также ускорение  $g$  входят в формулы с существенно различающимися показателями степеней. В этих формулах отсутствуют в явном виде прочность материала мишени и импульс ударника, не учитывается сжимаемость материала мишени. Несмотря на существенное различие формул (3.1)–(3.4), результаты расчета диаметра кратера по ним различаются лишь в 2–3 раза, т. е. удовлетворительно согласуются [1].

Результаты расчетов, выполненных по формулам (2.2), (2.3), (3.1)–(3.4), приведены в таблице и на рис. 2. Параметры земной коры те же, что и в примере, рассмотренном в п. 2. Из таблицы и рис. 2 следует, что наиболее существенно различаются результаты расчетов, полученные для кратеров сравнительно малых размеров, т. е. для кратеров, образующихся в прочностном режиме. По-видимому, это обусловлено недостаточно полным учетом влияния прочности в формулах (3.2)–(3.4) (кривые 2–4 на рис. 2), в которых прочность учитывается на качественном уровне (для сплошных скальных пород), в то время как в (2.2) прочность учитывается в явном виде. Количественный учет сдвиговой прочности материала мишени представляется необходимым, так как сколь бы малой ни была эта величина, именно она обуславливает существование кратера, препятствуя его обрушению. Кроме того, указанное различие обусловлено использованием различных ударно-взрывных аналогий: в работе [16] рассматриваются удары быстро движущихся снарядов в опытах на моделях, в [1, 6] — ядерные взрывы, в данной работе — взрыв конденсированного ВВ.

В рассматриваемом примере в области существования гравитационного режима кратерообразования ( $L > 300$  м) результаты расчета по формуле (2.2) совпадают с результатами расчета по формуле Голта (3.2) и близки к результатам расчета по формуле Нордайка — Мелоша (3.3). Результаты расчета по формуле Шмидта — Холсаппла — Мелоша (кривая 4 на рис. 2) существенно отличаются от результатов, получаемых по другим указанным формулам. Наиболее существенное различие имеет место в области существования



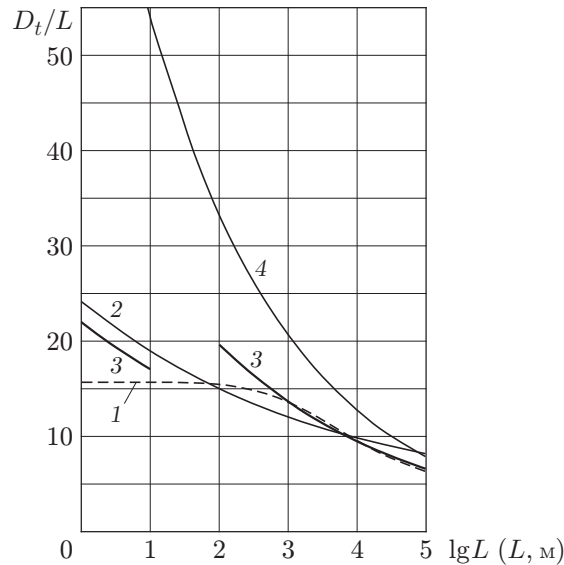


Рис. 2. Диаметры ударных кратеров в земной коре при ударе железного метеорита со скоростью  $v = 20$  км/с, рассчитанные по различным формулам:

1 — результаты, полученные в данной работе; 2 — расчет по формуле Нордайка — Мелоша [1, 6]; 3 — расчет по формуле Голта [16]; 4 — расчет по формуле Шмидта — Холсаппла — Мелоша [1, 2]

прочностного режима, в которой относительные диаметры кратеров, полученные по формуле Шмидта — Холсаппла — Мелоша, в 2–3 раза больше диаметров, вычисленных по другим формулам.

**Заключение.** Введение импульса наряду с энергией в число параметров позволяет определить размеры взрывных и ударных кратеров в одной и той же функциональной форме (1.2). Это дает возможность по полученным в экспериментах размерам взрывных кратеров найти размеры ударных кратеров.

Из анализа имеющихся данных о взрывных кратерах следует, что показатели  $\alpha$  и  $\beta$  в (1.2) связаны соотношениями  $\alpha + \beta = 1/3$ ,  $\alpha + \beta/2 = 1/n$ , где  $3 < n < 4$ .

Линейные размеры  $D_t$  ударного кратера зависят от скорости ударника  $v$  по закону  $D_t \sim v^\mu$ , где  $1/4 < \mu < 2/3$ . При этом значение  $\mu \approx 2/3$  соответствует кратерам, образующимся в прочностном режиме, а значение  $\mu \approx 1/2$  — кратерам, образующимся в гравитационном режиме.

Известно, что в экспериментально исследованном диапазоне значений энергии взрывов на Земле (от 1 до  $10^7$  т ТНТ)  $n \approx 3,4$ . В этом случае  $\alpha = 0,255$ ,  $\beta = 0,078$ ,  $\mu = 0,588$ .

Размеры ударных кратеров определяются в основном энергией. Влияние импульса становится существенным при увеличении размера ударника, однако оно значительно слабее влияния энергии.

Полученные зависимости могут быть использованы при решении обратной задачи — по размерам кратера более точно оценить параметры метеорита (диаметр, плотность и скорость).

Автор выражает благодарность Г. А. Шишкиной за помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мелош Г. Образование ударных кратеров: геологический процесс. М.: Мир, 1994.
2. Holsapple K. A., Schmidt R. M. On the scaling of crater dimensions. 2. Impact processes // J. Geophys. Res. 1982. V. 87, N B3. P. 1849–1870.

3. **Докучаев М. М.** Взрыв на выброс / М. М. Докучаев, В. Н. Родионов, А. Н. Ромашов. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
4. **Vortman L. J.** Craters from surface explosions and scaling laws // J. Geophys. Res. 1963. V. 73, N 14. P. 4621–4636.
5. **Murphay B. F., Vortman L. J.** High-explosive craters in desert alluvium, tuff and basalt // J. Geophys. Res. 1961. V. 66, N 10. P. 3389.
6. **Nordyke M. D.** An analysis of cratering data from desert alluvium // J. Geophys. Res. 1962. V. 67, N 5. P. 1965–1974.
7. **Родионов В. Н.** Механический эффект подземного взрыва / В. Н. Родионов, В. В. Адушкин, В. Н. Костюченко и др. М.: Недра, 1971.
8. **Седов Л. И.** Методы подобия и размерности в механике. 5-е изд. М.: Наука, 1965.
9. **Забабахин Е. И.** Явления неограниченной кумуляции / Е. И. Забабахин, И. Е. Забабахин. М.: Наука, 1988.
10. **Справочник** физических констант горных пород. М.: Мир, 1969.
11. **Fowler M.** The solid earth. An introduction to global geophysics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005. P. 103.
12. **Буллен К. Е.** Плотность Земли. М.: Мир, 1978.
13. **Higgins G. H.** Nuclear explosion data for underground engineering application // Peaceful nuclear explosions (PNE): Proc. panel, Vienna, 2–4 March 1970. Vienna: IAEA, 1970. P. 111–122.
14. **Boardman C. R., Rabb D. D., McArthur R. D., et al.** Responses of four rock mediums to contained nuclear explosions // J. Geophys. Res. 1963. V. 69, N 16. P. 3457–3469.
15. **Toman J.** Results of cratering experiments // Peaceful nuclear explosions (PNE): Proc. panel, Vienna, 2–4 March 1970. Vienna: IAEA, 1970. P. 345–375.
16. **Gault D. E.** Impact cratering // A primer in lunar geology / Ed. by R. Greeley, P. H. Schultz. Moffett Field: NASA Ames., 1974. P. 137–175.

*Поступила в редакцию 10/XI 2010 г.*

---