О РЕАКТИВНОМ ИМПУЛЬСЕ ПРИ КРАТЕРООБРАЗОВАНИИ И МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССОВ СОУДАРЕНИЯ

Б. А. Архипов, Ю. С. Степанов

(Москва)

Излагаются результаты экспериментальных работ по определению зависимости коэффициента реактивного импульса, переданного в преграду при соударении с частицей, от скорости удара и свойств материала преграды и частицы. Получены данные по глубине проникания в полубесконечные преграды из легкоплавких моделирующих материалов, которые затем использованы для проверки предложенных ранее параметров моделирования.

1. Используя выражение для количества движения вещества, выбрасываемого при кратерообразовании в полубесконечной преграде [1], в работе [2] была предложена схема пробивания одиночной преграды.

Полный импульс J_n, переданный в преграду, равен сумме реактивного импульса J_R, выброшенной при кратерообразовании массы M и импульса падающей частицы J_0. При больших скоростях соударения v_0 имеем $J_n \gg J_0$ [1], и поэтому в работе [2] принималось

$$J_n \approx J_R, \qquad J_n = J_R + J_0, \qquad J_R = \xi \sqrt{2ME_0}, \qquad \xi = J_R\,[(m_0 + m_1)(m_0 v_0^2 - 2Q)]^{-1/2} \tag{1.1}$$

Здесь ξ — коэффициент, учитывающий нестационарность процесса (коэффициент реактивного импульса), E_0 — кинетическая энергия частицы, m_0 — масса частицы, m_1 — выброшенная масса преграды, Q — потери первоначальной энергии частицы на скрытые теплоты фазовых превращений.

При больших v_0, когда частица полностью испаряется, и в предположении полусферичности кратера [2]

$$Q = m_0 q_0^{**} + \frac{2\pi r_*^3 \rho_1 p_0}{3 p_1^{**}} \left(q_1^{**} - q_1^* + q_1^* \frac{p_1^{**}}{p_1^*} \right), \quad r_* = \eta r_0, \quad h = r_* \left(\frac{p_0}{H_1} \right)^{1/3} \tag{1.2}$$

Здесь q^{**} и q^* — скрытые теплоты испарения и плавления, p^{**} и p^* — давления на фронте образующейся волны, при которых происходят испарение и плавление материала (определяются из соотношения Гюгонио), ρ — плотность материала, r_* — эффективный размер частицы, η — коэффициент, характеризующий тыльную и боковую разгрузки, h — глубина кратера, r_0 — начальный радиус частицы, p_0 — давление при плоском ударе ($r_0 \to \infty$), H_1 — динамическая твердость, индексы 0 и 1 относятся к частице и преграде соответственно.

Следует заметить, что в (1.2) пренебрегается скрытой энергией дробления q_*, хотя объем разрушенного, но не испаренного материала, уносимого из кратера, составляет $\sim$80% его полного объема [2]. Однако это пренебрежение оправдано, так как по некоторым данным [1] q_* на один-два порядка ниже q^{**}.

Рассмотрим теперь некоторые вопросы моделирования. В работе [2] был выписан ряд безразмерных параметров $\alpha_1, \ldots, \alpha_{17}$, из которых переменными для металлов являются в основном α_3, α_4, α_6 и α_2 для соударения материалов с $\rho_0 \neq \rho_1$. Параметр α_1 служит для пересчета скоростей моделирующих и моделируемых материалов

$$\alpha_1 = \frac{\rho_1 v_0^2}{H_1}, \quad \alpha_2 = \frac{\rho_0}{\rho_1}, \quad \alpha_3 = \frac{\rho_1 q_1^{**}}{H_1}, \quad \alpha_4 = c_1 \left(\frac{\rho_1}{H_1} \right)^{1/2}, \quad \alpha_6 = \frac{q_1^{**}}{q_1^*} \tag{1.3}$$

В той же работе отмечалось, что при моделировании плавления и испарения скорости соударения должны лежать выше пороговых скоростей плавления и испарения моделирующих материалов.

Будем определять пороговую скорость v_n по остаточной температуре T_+ тела после снятия давления до $p = p_a$, где p_a — давление в окружающей среде. При этом температура фазового перехода $T^\circ = T_+ = \Delta E_+ / c_V$ при $p = p_a$, где ΔE_+ — часть тепловой энергии, оставшейся в теле после разгрузки от p_0 до p_a, вычисляемая [3] графически, c_V — удельная теплоемкость тела при $p = p_a$, а v_n соответствует p_0. Заметим, что начало фазового перехода соответствует температуре на фронте ударной волны $T_f = T^\circ (p_f)$, но T° при $p = p_f$ неизвестна, поэтому $E^{+'}$ в уравнении $E^+ = E^{+'} + q^\circ$ тоже неизвестна.

Ранее пороговые скорости испарения вычислялись в работах [4, 5]. При этом за пороговые скорости принимались такие, при которых внутренняя энергия на фронте первоначально образующейся ударной волны превышала энергию сцепления материала преграды. Следует заметить, что, согласно [3],

$$E(V, T) = E^-(V) + E^+(V, T) \tag{1.4}$$

Таблица 1

Пара	Плавление		Испарение			
	$p_0 \cdot 10^{-12}$, *бар*	v_n, $\frac{км}{сек}$	$p_0 \cdot 10^{-12}$, *бар*	v_n, $\frac{км}{сек}$	$p_0 \cdot 10^{-12}$, *бар*	v_n, $\frac{км}{сек}$ [4]
Fe → Fe	2.0	5.94	3.0	7.73	2.91	7.6
Al → Al	0.7	5.72	1.5	9.37	1.25	8.35
Cd → Cd	0.28	1.72	0.5	2.55	0.57	2.8
Pb → Pb	0.25	1.41	0.6	2.64	0.66	2.8
Sn → Sn	0.2	1.53	1.0	4.58	—	—
Zn → Zn	0.4	2.37	0.7	3.44	0.81	3.8

где E^- и E^+ — соответственно «холодная» и «тепловая» компоненты внутренней энергии, V — удельный объем, T — температура.

Вычисленные v_n и соответствующие им p_0 приведены в табл. 1 для некоторых металлов с известными уравнениями состояния. Видно, что для моделирующих металлов (Cd, Pb, Sn, Zn) пороговые скорости v_n значительно ниже, чем для Fe и Al, и лежат в лабораторном диапазоне скоростей соударения. Из табл. 1 также следует, что значения пороговых скоростей испарения удовлетворительно совпадают с вычисленными в работе [4].

2. Для экспериментального замера J_R применялся баллистический маятник. Схема определения J_R ясна из фиг. 1. Примем следующие обозначения: O — точка подвеса баллистического маятника (трением в шарнире пренебрегается), α — угол отклонения маятника, R — длина от точки подвеса до центра тяжести маятника, S — горизонтальное отклонение маятника. Тогда, если из опыта определяется α,

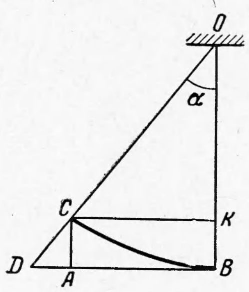
$$J_R = m\,[2gR\,(1-\cos\alpha)]^{1/2}, \quad m = M_0 + P_1 \tag{2.1}$$

Здесь M_0 — масса собственно маятника, P_1 — масса преграды в конце отклонения, когда в ней закончился процесс кратерообразования, g — ускорение силы тяжести. Подставлять вместо P_1 первоначальную массу преграды P_0 не следует вследствие того, что основная доля реактивного импульса отдается в преграду в начале процесса кратерообразования [1, 2]. Так как $S\,/\,R$ мало (при малых α)

$$(1 - S^2\,/\,R^2)^{1/2} \approx 1 - S^2\,/\,2R^2$$

а из фиг. 1 следует

$$AC = \frac{S^2}{2R}, \qquad J_R = mS\left(\frac{g}{R}\right)^{1/2} \tag{2.2}$$



Фиг. 1

Замеряя экспериментально α и S, можно вычислить J_R по (2.1) и (2.2).

В опытах применялись преграды из Cd, Bi, Sn, Pb, Sb, Zn, Al, Fe, полиэтилена П-500, синтетического каучука СКБ, бутилкаучука, полиизобутилена, обтюраторной резины РК-9, поролона. Результаты использовались для определения ξ и проверки методики моделирования по параметрам (1.3). В качестве частиц использовались шарики диаметром $d_0 = 10$ *мм* из вышеперечисленных материалов, исключая полимеры. Радиус и высота металлических преград обычно на порядок превосходили диаметр частицы, и поэтому их можно было считать полубесконечными (при отсутствии бокового уширения преград). Преграды из полимерных материалов обычно пробивались насквозь, поэтому данные по ξ для них не получены (за исключением обтюраторной резины РК-9).

Замер объемов кратера до уровня исходной поверхности и до наплыва производился при помощи бюретки капельного типа, позволяющей отсчитывать расход объема воды с точностью до 0.1 *мл*. Все геометрические замеры (диаметр поверхности вокруг кратера, приподнятой над исходной, диаметр кратера на уровне наплыва и на уровне исходной поверхности, высота наплыва, сечение кратера, максимальная глубина кратера) производились непосредственно после опыта на специальном шаблоне, позволяющем все вертикальные размеры брать от одной базы. Значения P_0 и P_1 определялись взвешиванием с точностью до 0.01 *г*. Такая точность была необходима, так как иногда потери в весе преграды m_1 были очень незначительными (при относительно большом объеме кратера происходило значительное уплотнение среды у его стенок).

Для замера скоростей применялись проволочные датчики на рам-мишенях, работающие от разрыва электрической цепи. Сигналы подавались на электронный хронометр типа «Нептун», дающий отсчет временных интервалов с точностью 0.25 *мксек* (БГ 1.409.003.ТО). Обычно применялись два «Нептуна» для двух баз измерения с четырьмя рам-мишенями с целью дублирования замеров. Маятник и рам-мишени помещались в специальный бокс для предохранения помещения от загрязнения химически ядовитыми веществами при их разлете. Вес маятника ~ 200 *кг*, $M_0 = 13.475$ *кг*, $R = 65.1$ *см*. Применявшаяся стрелковая система позволяла разгонять использовавшиеся частицы до скоростей $v_0 \sim 2$ *км / сек*. Скорости $v_0 \sim 3.5$—4 *км / сек* были получены при помощи легкогазовой баллистической установки, работающей на водороде.

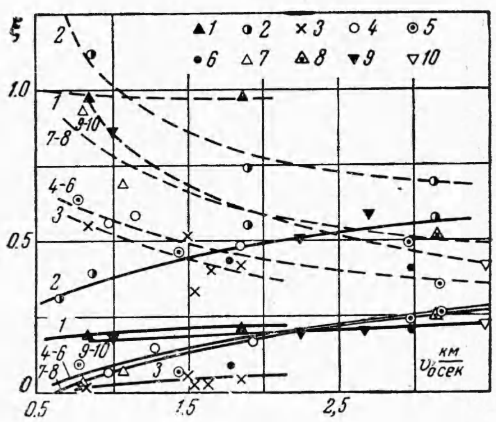
3. Результаты опытов приведены на фиг. 2—5. На фиг. 6 показаны некоторые из образцов после кратерообразования. При допороговых скоростях соударения для вычисления ξ необходимо знать величину q_*. Ввиду отсутствия непосредственных данных по скрытым энергиям дробления q_* для использовавшихся материалов, коэффициент ξ был вычислен по возможным вариантам определения q_*.

Коэффициент ξ_1 представляет наименьшее значение ξ, вычисленное без учета потерь кинетической энергии частицы ($Q = 0$). В работе [1] значение q_* для некоторых металлов и неметаллов было принято равным 10^9 *эрг / г*. Коэффициент ξ_2 вычислен в этом предположении с учетом потери энергии и в преграде и в частице. При расчетах первоначальные параметры по обе стороны границы соударения вычислялись графически методом торможения [3]. В предположении $q_* = H_1 / \rho_1$ было вычислено ξ_3. При этом значения q_* оказались порядка 10^9 *эрг / г* (они приведены в табл. 2).

Если предположить, что вся внутренняя энергия на фронте первоначально образовавшейся ударной волны пошла на дробление (при $v_0 < v_n$), то полученные значения ξ дадут верхнюю границу диапазона изменения истинных значений ξ. Однако эти значения будут, по-видимому, завышены.

Для вычисления значения q_* следует знать ход диаграммы сжатия среды в упруго-пластической области нагружения и значение конечной плотности ρ_2 у стенок кратера. Тогда

$$q_* = \int\limits_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \sigma(\varepsilon)\, d\varepsilon \qquad (3.1)$$



Фиг. 2

Здесь σ — напряжение, ε_1 — деформация, соответствующая концу упругой зоны нагружения, ε_2 — деформация, соответствующая ρ_2. Для большинства материалов, применявшихся в настоящей работе, данных по динамической диаграмме сжатия в упруго-пластической области не имеется, за исключением малоуглеродистой стали и алюминия [6, 7]. Экстраполируя динамическую адиабату сжимаемости в область малых упруго-пластических деформаций, приближенно можно принять

$$q_* = \frac{1}{2} p_2(\rho_2) \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 \rho_1} \qquad (3.2)$$

По подсчитанным усредненным значениям конечных параметров в преграде p_2, ρ_2 потери Q, вычисленные в предположении (3.2), оказались настолько малы, что результаты по ξ практически были близкими к ξ_1. Поскольку, как указывалось, при наличии плавления и испарения величиной q_* можно пренебречь по сравнению с q^* и q^{**} в дальнейшем для $v_0 < v_n$ было принято $\xi = \xi_1$.

На фиг. 2 нанесены значения ξ для исследовавшихся материалов в полученном диапазоне скоростей соударения (каждая точка является усредненным результатом не-

Таблица 2

Металл	H_1, *кг/мм²*	$q_* \cdot 10^{-9}$, *эрг/г*	Металл	H_1, *кг/мм²*	$q_* \cdot 10^{-9}$, *эрг/г*	Металл	H_1, *кг/мм²*	$q_* \cdot 10^{-9}$, *эрг/г*
СТ 45	250	3.18	СТ 40 Х	480	6.1	Sb	110	1.5
СТ 30	180	2.29	Д — 16 Т	90	3.3	Cd	59	0.682
СТ 20	315	4	Sn	42	0.577	Zn	144.5	2.02
Армко	185	2.35	Bi	23	0.235	Pb	11	0.097

Примечание. Данные по H_1, не опубликованные в работах [2, 14—16], получены методом внедрения недеформируемого конуса.

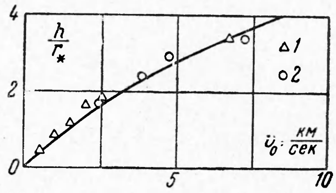
скольких опытов). Для сравнения пунктиром отмечена зависимость

$$\xi^\circ = J_n\left[(m_0+m_1)(m_0v_0^2-2Q)\right]^{-1/2}$$

(J_n — полный замеренный импульс), соответствующая точкам ξ, вычисленным по (1.1).

Зависимости ξ (v_0) и ξ° (v_0) являются монотонными и с ростом v_0 становятся все более плавными. Можно предположить, что их общая асимптота находится между ними, и в пределе при выполнении равенства (1.1) они сольются. Единственным из металлов, обнаруживающих наибольший разброс в значениях ξ, является цинк, что, по-видимому, объясняется его бóльшей хрупкостью по сравнению с вязкими кадмием, свинцом и оловом. На фиг. 2 приняты обозначения:

1 — СТ3 → СТ45, *2* — СТ3 → Д16Т, *3* — Zn → Zn
4 — Cd → Cd, *5* — Fe → Cd, *6* — Д16Т → Cd
7 — Sn → Sn, *8* — Fe → Sn, *9* — Pb → Pb
10 — Fe → Pb



Фиг. 3

Для полубесконечной преграды из обтюраторной резины РК-9 значения ξ оказались ~ 0.8, т. е. выше, чем для металлов при тех же скоростях. Полубесконечные преграды из кадмия, олова и свинца подвергались удару шариков диаметром 10 *мм* из этих же материалов и стали, а кадмий, кроме того,— удару цилиндров из дюралюминия с эффективным размером $r_* = 6.5$ *мм*. При этом, как видно из фиг. 2, результаты по ξ удовлетворительно ложились на одну кривую, что можно рассматривать в первом приближении как подтверждение того, что ξ является физической характеристикой материала преграды и не зависит от плотности, размеров и формы ударяющей частицы. Следует заметить, что ход ξ (v_0) для стали и дюралюминия хорошо экстраполируется к ходу ξ (v_0) для кадмия и олова при скоростях соударения, вычисленных с соответствующим коэффициентом пересчета, что указывает на возможность моделирования также и по ξ (кадмий и олово моделируют сталь марки СТ-3 и дюралюминий марки Д-16Т [2]). Перед опытами была произведена проверка методики моделирования по параметрам на самих моделирующих материалах [2]. В качестве иллюстрации приведем данные по h для некоторых опытов при проверке моделирования по параметру α_4 (в области $v_0 < v_n$):

$$\mathrm{Cd} \to \mathrm{Cd},\ v_0 = 0.987\ км\,/\,сек,\ h = 1.15\ см,\ m_0 = 4.84\ г,\ d_0 = 1.02\ см$$

$$\mathrm{Zn} \to \mathrm{Zn}\ (131^\circ\,\mathrm{C}),\ v_0 = 1.523\ км\,/\,сек,\ h = 1.15\ см,\ m_0 = 3.72\ г,\ d_0 = 1.0\ см$$

Для нагретого цинка с учетом хода его зависимости H_1 (T) [2] $v_{0\mathrm{Zn}} = 1.71 v_{0\mathrm{Cd}}$

$$\text{СТ-3} \to \text{СТ-3},\ v_0 = 1.785\ км\,/\,сек,\ h = 0.93\ см,\ m_0 = 4.13\ г,\ d_0 = 1.0\ см$$

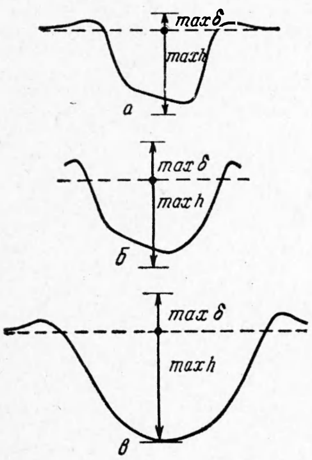
$$\mathrm{Zn} \to \mathrm{Zn},\ v_0 = 1.75\ км\,/\,сек,\ h = 1.08\ см,\ m_0 = 3.77\ г,\ d_0 = 0.99\ см$$

$$v_{0\mathrm{Fe}} = 1.065\ v_{0\mathrm{Zn}}$$

Была сделана попытка проверить методику моделирования для пар из разных металлов. Однако она привела к неудаче, так как чрезвычайно трудно оказалось подобрать равные отношения α_2. Так, например, по параметру α_4 пара Bi → Sn моделирует пару Fe → Al

$$(H_{\mathrm{Fe}} = 315\ кг\,/\,мм^2,\ H_{\mathrm{Al}} = 250\ кг/\,мм^2$$

$$\alpha_{4\mathrm{Fe}}/\alpha_{4\mathrm{Al}} = 1.18,\ \alpha_{4\mathrm{Bi}}\,/\,\alpha_{4\mathrm{Sn}} = 1.09,\ v_{0\mathrm{Fe}} = 2.73 v_{0\mathrm{Bi}})$$



Фиг. 4

Коэффициент пересчета по скорости определялся из соотношения

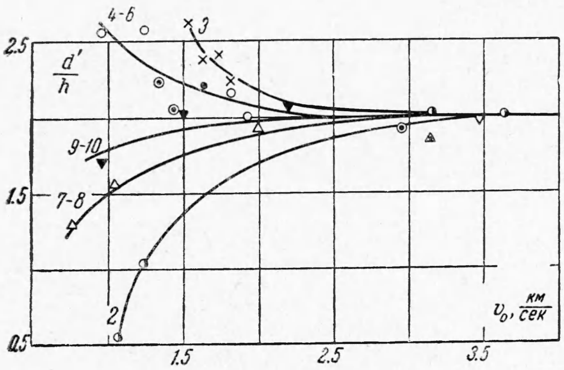
$$\left(\frac{\rho_0 v_0^2}{H_1}\right)_{\mathrm{Fe}\to\mathrm{Al}} = \left(\frac{\rho_0 v_0^2}{H_1}\right)_{\mathrm{Bi}\to\mathrm{Sn}}$$

При этом h для этих пар отличается более чем в четыре раза. Это указывает на важность параметра α_2 при допороговых скоростях соударения. На фиг. 3 на график $h\,/\,r_*$ (v_0) для Fe → Fe [2] (*1* — экспериментальные данные [8, 9]) нанесены полученные экспериментальные данные для Cd → Cd с пересчетом по скорости ($v_{0\mathrm{Fe}} = 2.43 v_{0\mathrm{Cd}}$); видно, что моделирование осуществляется удовлетворительно.

В работе [2] и в некоторых других работах принималось $p_2 = H_1$ (p_2 и ρ_2 — конечные значения давления и плотности на фронте волны в преграде в момент конца образования кратера), и в этом предположении проводились расчеты глубин кратеров при высоких скоростях соударения (по (1.2)). Эти расчеты удовлетворительно совпадали с имеющимися экспериментальными данными [8, 9]. Для того чтобы проверить правильность принятого критерия $p_2 = H_1$, необходимо экспериментально определить ρ_2 и знать диаграмму сжатия материала в области упруго-пластических деформаций. Если V_2 — объем кратера, определяемый экспериментально, V_0 — первоначальный объем преграды, то конечная плотность $\rho_2{}^\circ$, усредненная по объему оставшейся преграды веса P_1, при отсутствии влияния краевых эффектов будет определяться из равенства

$$P_1 = \rho_2{}^\circ (V_0 - V_2) \qquad (3.3)$$

При этом $\rho_2{}^\circ$ в общем случае не равно ρ_2, так как вместо V_0 следовало подставить $V_0' < V_0$, вместо $P_1 - P_1' < P_1$ (P_1' и V_0' — вес и объем части преграды около стенок кратера, в которой $\varepsilon_2 \geqslant \varepsilon \geqslant \varepsilon_1$). Заметим также, что экспериментально определенная плотность вещества у стенок кратера после его образования и разгрузки до давления в окружающей среде должна быть несколько меньше плотности ρ_2 вещества, сжатого за ударной волной.



Фиг. 5

Конечное давление p_2 для СТ-3 по $\varepsilon = 1 - \rho_1 / \rho_2{}^\circ$ определялось из данных работы [6], для Д-16Т — из данных работы [7]. Для других металлов с известной адиабатой Гюгонио принималось

$$p_2 = \rho_1 D_1 u_1, \qquad u_1 = \frac{c_1(\sigma - 1)}{\lambda_1 - (\lambda_1 - 1)\sigma}, \qquad \sigma = \frac{\rho_2{}^\circ}{\rho_1}, \qquad D_1 = c_1 + \lambda_1 u_1 \qquad (3.4)$$

Здесь D и u — волновая и массовая скорости, c и λ — константы, характеризующие ударную адиабату. Для них q_* из (3.2) вычислялось по p_2, полученному по (3.4). Полученные p_2 оказались несколько ниже H_1 для СТ-3 и Д-16Т, что свидетельствует о большом значении зоны упруго-пластических деформаций при кратерообразовании.

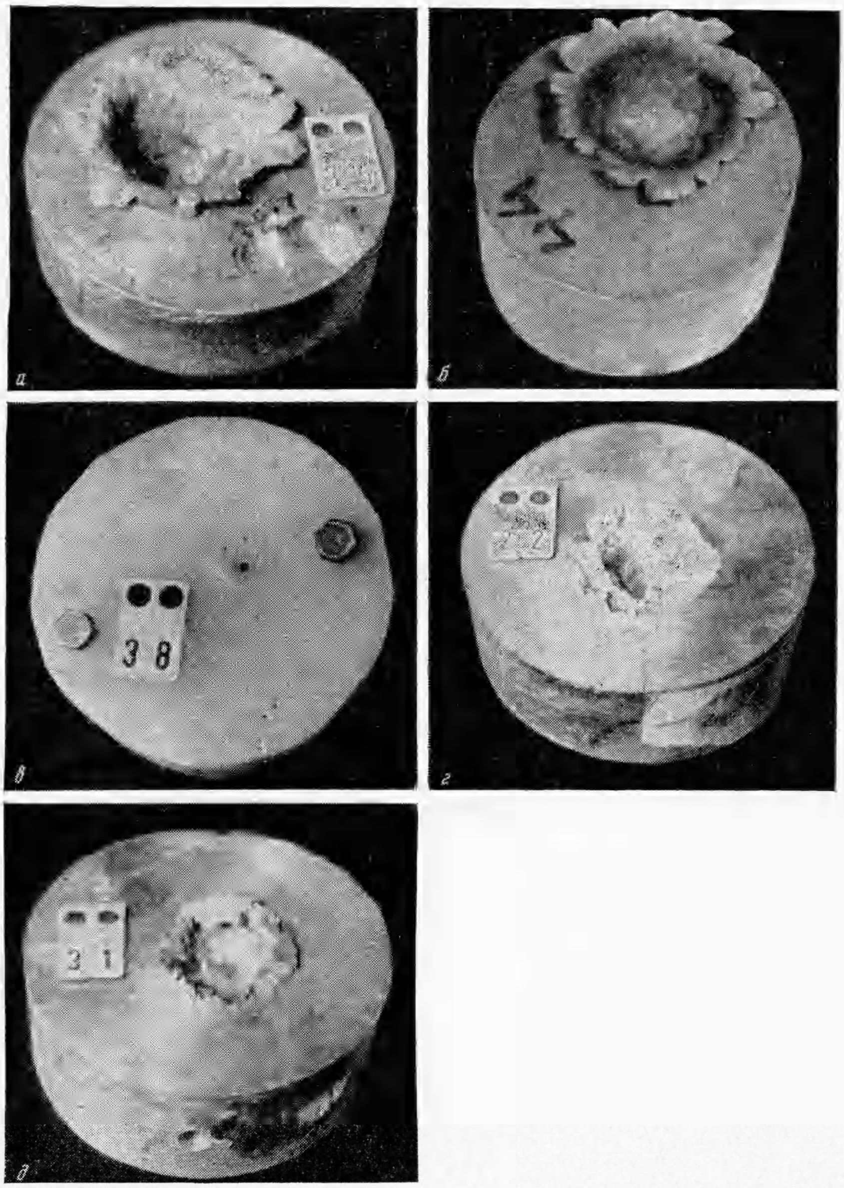
Однако эти данные следует рассматривать как предварительные из-за отсутствия значений P_1' и V_0'. При малых скоростях соударения, когда частица слабо деформируется, для глубины внедрения справедлива логарифмическая зависимость [10, 11]

$$h = \frac{2m_0}{\pi \rho_1 d_0{}^2 k_0} \ln \left(1 + k_0 \rho_1 \frac{v_0{}^2}{H_1}\right) \quad (k_0 \text{ — коэффициент формы}) \qquad (3.5)$$

Как показывает сравнение экспериментальных данных с расчетами по (3.5), последняя справедлива до следующих скоростей v_0: Pb → Pb, $v_0 \sim 1$ *км / сек*; Sn → Sn, $v_0 \sim 1.2$ *км / сек*; Zn → Zn, $v_0 \sim 1.8$ *км / сек*. Эти скорости примерно соответствуют дроблению ударяющей частицы.

Представляет интерес проследить процесс формообразования кратера со скоростью. С этой целью на фиг. 4 представлены разрезы кратеров для пары Sn → Sn при различных скоростях. Фиг. 4, *а* — $m_0 = 3.95$ *г*, $v_0 = 0.794$ *км / сек*; фиг. 4, *б* — $m_0 = 3.62$ *г*, $v_0 = 1.045$ *км / сек* (преграда предварительно нагрета до $T = 146°$ С); фиг. 4, *в* — $m_0 = 3.74$ *г*, $v_0 = 2.0$ *км / сек*, пунктир — уровень исходной поверхности, max δ — максимальная высота наплыва, max h — максимальная глубина кратера. Сечения кратеров выбирались в произвольной плоскости. На фиг. 5 изображена зависимость отношения диаметра d' кратера на уровне исходной поверхности к его глубине от исходной поверхности h от скорости соударения. При этом обозначения соответствуют принятым на фиг. 2. Видно, что с ростом v_0 форма кратера приближается к полусферической. Это же подтверждается другими [1] экспериментальными работами [12]. Возможная асимметрия сечения кратера вызывалась небольшим наклоном направления удара к поверхности преграды. Из фиг. 4, *а* и *б*, видно, что в нагретой мишени высота наплыва сильно увеличивается при примерно одинаковой скорости удара v_0. В то же время нагрев почти не влияет на глубину кратера. Надо отметить, что форма кратера, близкая к форме «чаши» [13], выполняется в случае $\rho_0 > \rho_1$ на малых скоростях, когда частица еще не

[1] *Замечание при корректуре.* Дополнительная экспериментальная проверка при высоких v_0 показала, что кривая *2* на фиг. 5 лежит ниже указанной: $d'/h \sim 1$ при $v_0 \sim 4$*км/сек*.



Фиг. 6

дробится и существует направленное действие (кратер образуется по внедрению частицы, а не по разрушающему действию фронтальной поверхности ударной волны).

Примером этого может служить соударение Fe → Al. Большое влияние на форму кратера оказывает пластическое течение материала. На фиг. 6, *а*, *б*, показан кратер в свинце:

Pb → Pb, $m_0 = 6.04$ *г*, $d_0 = 1.0$ *см*, $h = 2.4$ *см*, $d' = 4.0$ *см*, $v_0 = 0.987$ *км / сек*

Fe → Pb, $m_0 = 3.5$ *г*, $d_0 = 0.95$ *см*, $h = 3.65$ *см*, $d' = 6.3$ *см*, $v_0 = 3.5$ *км / сек*

Видно, что между загнутыми книзу лепестками наплыва и исходной поверхностью еще есть свободное пространство, что указывает на сильное пластическое течение в свинце (при наличии плавления загнутых книзу лепестков не образовалось бы). Интересную особенность обнаружили преграды из полимерных материалов. При сквозном пробивании полученные отверстия в них заплывали частично или полностью. Полное заплывание происходило в бутилкаучуке и полиизобутилене даже при относительно высоких скоростях $v_0 \sim 3.5—4$ *км / сек* при пробивании стальным шариком $d_0 \sim 1.2$ *см*. На фиг. 6,*в*, показано сквозное пробитие образца из полиэтилена стальным шариком $d_0 = 1.0$ *см* при $v_0 = 0.972$ *км / сек*. Первоначальное отверстие заплыло до диаметра ~ 2 *мм*, что свидетельствует, по-видимому, о больших локальных разогревах у стенок отверстия. На фиг. 6, *г*, *д*, изображены кратеры в цинковых мишенях, полученные в примерно одинаковых условиях ($v_0 = 1.64$ и 1.523 *км / сек* соответственно), причем в опыте № 31 мишень предварительно нагревалась до 131° С. Видно, что в нагретой преграде значительно снижается величина лицевого откола. Так как умеренный нагрев почти не приводит к изменениям в скорости распространения возмущений, это заставляет предположить, что лицевой откол в меньшей степени зависит от интерференции встречных волн сжатия и разрежения, чем тыльный. По-видимому, нагрев уменьшает время релаксации, что приводит к более быстрому переходу нагретого вещества в пластическое состояние по сравнению с холодным и лицевой откол в нагретом веществе не успевает произойти. У кратера в опыте № 31 справа не успел оторваться лицевой откол, который так и остался во «вспученном» состоянии. В результате проведенных экспериментов можно сделать следующие выводы.

1. Зависимость $\xi(v_0)$ является характеристикой материала преграды и практически не зависит от плотности, формы и размеров ударяющей частицы; ξ уменьшается с ростом плотности материала преграды при постоянной скорости соударения v_0.

2. Зависимость $\xi(v_0)$ является монотонно возрастающей и при $J_n \gg J$ стремится к предельному значению.

3. Подтверждена правильность параметров моделирования, полученных в работе [2], включая параметры моделирования при стрельбе по нагретым преградам.

4. Форма кратера с ростом v_0 стремится к полусферической.

Следует заметить, что сделанные выводы справедливы в ограниченном диапазоне скоростей соударения, полученном экспериментально.

Авторы благодарят Э. И. Андрианкина за обсуждение полученных результатов.

Поступила 18 VIII 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К. П. Элементы теории удара твердых тел с большими (космическими) скоростями. Сб. «Искусств. спутн. Земли», 1960, вып. 4, стр. 86.
2. Андрианкин Э. И., Степанов Ю. С. О глубине пробивания при ударе метеорных частиц. Сб. «Искусств. спутн. Земли», 1963, вып. 15, стр. 44.
3. Альтшулер Л. В., Крупников К. К., Леденев Б. Н., Жучихин В. И., Бражник М. И. Динамическая сжимаемость и уравнение состояния железа при высоких давлениях. Ж. эксперим. и теор. физ., 1958, т. 34, № 4, стр. 874.
4. Златин Н. А., К теории высокоскоростного соударения металлических тел. Ж. техн. физ., 1961, т. 31, № 8, стр. 982.
5. Cook M. A. Mechanism of Cratering in Ultra-High Velocity Impact. J. Appl. Phys., 1959, vol. 30, No. 5, p. 725.
6. Степанов Ю. С. К определению диаграммы сжатия малоуглеродистой стали в области упруго-пластических деформаций. ПМТФ, 1963, № 3, стр. 116.
7. Броберг К. Б. Ударные волны в упругой и упруго-пластической среде. Гостехиздат, 1959.
8. Partridge W. S., Vanfleet H. B., Whited C. R. Crater formation in Metallic targets. J. Appl. Phys., 1958, vol. 29, No. 9, p. 1032.
9. Bjork R. L. Effect of a Meteoroid Impact on Steel and Aluminium in Space. Proc. X-th Internat. Astronaut. Congress, vol. 2, Springer — Verlag, Wien, 1960, p. 505.
10. Poncelet I. V. Cours de mechanique industrielle et Rapport sur un memoire de MM Piobert et Morin. Mem. Acad. d'Sci., 1829, vol. 15, 55.
11. Витман Ф. Ф., Златин Н. А. О процессе соударения деформируемых тел и его моделировании. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, № 8, стр. 982.
12. Eichelberger R. J., Gering J. W. Effect of Meteoroid Impacts on Space Vehicles, ARS, J., 1962, vol. 32, No. 10, p. 1583.
13. Райзер Ю. П. Движение газа под действием сосредоточенного удара по его поверхности (при взрыве на поверхности). ПМТФ, 1963, № 1, стр. 57.
14. Витман Ф. Ф., Златин Н. А., Иоффе Б. С. Сопротивление деформированию металлов при скоростях $10^{-6} — 10^2$ *м/сек*. Ж. техн. физ., 1949, т. 19, № 3, стр. 300.
15. Витман Ф. Ф., Степанов В. А. Влияние скорости деформирования на сопротивление деформированию металлов при скоростях удара $10^2 — 10^3$ *м/сек*. Сб. «Некоторые проблемы прочности твердого тела». Изд-во АН СССР, 1959.
16. Давиденков Н. Н., Витман Ф. Ф., Златин Н. А. Влияние старения на зависимость твердости от скорости и температуры. Сб., посвященный 70-летию А. Ф. Иоффе, Изд. АН СССР, 1950, стр. 307.