

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ УДАРНОЙ СТОЙКОСТИ ПРЕГРАД ИЗ ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ

А. С. Баланкин, С. В. Левин, Г. Н. Яневич

Систематические исследования, проведенные авторами [1—5], позволили установить ряд нетривиальных эффектов в динамике взаимодействия высокоскоростных бойков с преградами из хрупких, в частности керамических материалов. Это прежде всего аномально высокая ударная стойкость керамик, реализуемая при скоростях внедрения u , превышающих предельную скорость распространения трещин C_m , во-вторых, существенная зависимость ударной стойкости при сравнительно низких скоростях удара $v_0 < 700$ м/с от качества обработки поверхности преграды. В-третьих, близкие значения ударной стойкости в случае $u < C_T$ у материалов, физико-механические свойства которых существенно различаются как при квазистатическом нагружении, так и при $u > C_T$. Существенно, что сопротивление внедрения бойка с $U < C_T$, оказываемое преградой из монолитного хрупкого материала, значительно выше сопротивления, оказываемого при внедрении в предварительно раздробленную среду, плотность ρ которой равна исходной плотности монолитного материала. И наконец, при внедрении металлических бойков в керамические материалы со скоростью $u < C_T$ наблюдается эффект увеличения скорости проникания бойка по мере его углубления, в то время как скорость хвостовой части бойка остается неизменной или монотонно уменьшается [2].

Авторы [1, 3, 6] предложили простые феноменологические соотношения, позволяющие удовлетворительно описывать экспериментальные данные при минимальном числе эмпирических параметров согласования. Однако существенный разброс экспериментальных значений C_T [7, 8] и предела упругости Гюгонио C_{HEL} [8] при их определении разными методами, а также различная физическая трактовка, даваемая параметрам согласования разными авторами [1, 2, 5], использующими разные феноменологические уравнения, ограничивают возможности использования феноменологических соотношений для априорного прогноза ударной стойкости без проведения модельных экспериментов.

Возможные режимы внедрения удлиненных бойков в преграды из хрупких материалов, к которым относятся материалы в случае $Re_{кр} = \frac{H_0}{C_l} < \frac{1}{\sqrt{2}}$

(H_0 и C_l — энергия атомизации и скорость продольного звука), определены в рамках синергетики деформируемых сред [9, 10]. Использование квантовостатической модели деформируемого твердого тела [11] позволяет получить соотношения для определения скорости u и глубины L проникания удлиненных металлических бойков в керамики при различных скоростях удара.

При реализации гидродинамических режимов [9, 12] деформации бойка $C_T^6 < v_0 - u < C_l^6$ и преграды $C_T^n < u < C_l^n$ (индексы "6" и "n" относятся соответственно к бойку и преграде) скорость проникания на стационарной стадии равна

$$u = \frac{\gamma^2 v_0}{\gamma^2} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{(\gamma^2 - 1)(z^2 - 1)}{\gamma^2}} \right], \quad (1)$$

где

$$\gamma = \sqrt{\frac{\rho_6 [1 + 2(Re_{кр}^6)^{-1}]}{\rho_n [1 + 2(Re_{кр}^n)^{-1}]}}, \quad z^2 = \frac{2[\rho^n (C_T^n)^2 - \rho_6 (C_T^6)^2]}{\rho_6 [1 + 2(Re_{кр}^6)^{-1}] v_0^2}, \quad (2)$$

Таблица 1

Сравнение расчета скорости проникания медного бойка в преграды из хрупких материалов с экспериментом.

Материалы	Табличные данные [13—16]				Расчетные параметры		$v_0 \cdot 10^{-3}$, м/с	$u \cdot 10^{-3}$, м/с		
	$\rho \cdot 10^{-3}$, кг/м ³	$C_l \cdot 10^{-3}$, м/с	$C_t \cdot 10^{-3}$, м/с	$H_0 \cdot 10^{-3}$, кДж/кг	$C_T \cdot 10^{-3}$, м/с	Re _{кр} (3)		расчет по Лаврентьеву	эксперимент [2]	расчет по (1)
В ₄ С	2.50	13.50	8.95	48.0	3.56	0.60	8.10	5.31	3.85	3.9
SiC	3.00	12.50	7.90	20.0	1.60	0.32	7.55	4.79	3.60	3.6
SiO ₂	2.50	5.18	3.07	9.6	1.85	0.58	5.25	3.44	3.00	3.1
Al ₂ O ₃	3.99	10.85	6.40	28.6	2.64	0.70	7.15	4.29	3.75	3.8
							5.90	3.54	2.83	3.1

Примечание. Температура бойка $T = 60^\circ\text{C}$, $C_T^6 = 770 \text{ м/с}$, $Re_{кр} = 1.29$, $\rho_6 = 9.02 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

$$Re_{кр}^n = \frac{H_0^n}{C_t^n}, C_T^n = \frac{H_0^n}{C_l^n}; C_T^6 = \frac{H_0^6}{C_l^6}, Re_{кр}^6 = \frac{H_0^6}{C_t^6}. \quad (3)$$

Табличные значения скоростей продольного и поперечного звуков C_l , C_t и энергии автоматизации H_0 и результаты сравнения расчетов по (1)—(3) с экспериментом приведены в табл. 1.

Видно, что имеет место очень хорошее согласие теоретических значений u с экспериментальными данными при том, что разброс имеющихся в литературе значений H_0 , C_l и C_t несравнимо меньше разброса экспериментальных значений C_m и σ_{HEL} .

Соотношения для расчета $u(v_0)$ и $L(v_0)$ в случае реализации режима диссоциативного разрушения при $u > C_T^n$ получены в [9, 10] и хорошо согласуются с экспериментом.

Механизм внедрения бойков в режиме $C_K^n < u < C_T^n$, где

$$C_K^n = \frac{(C_T^n)^2}{C_l^n} = \frac{(H_0^n)^2}{(C_l^n)^3},$$

рассматривается в работах [9, 12], в которых дано объяснение эффекта влияния качества обработки поверхности на ударную стойкость хрупких материалов, однако не получены выражения для определения $u(v_0)$ и $L(v_0)$ при $C_K^n < u < C_T^n$.

При ударе бойка со скоростью v_0 , обеспечивающей выполнение условий

$$C_K^n = \frac{(H_0^n)^2}{(C_l^n)^3} < u' = \frac{\rho_n C_l^n}{\rho_6 C_l^6 + \rho_n C_l^n} v_0 < C_T^n = \frac{H_0^n}{C_l^n}, \quad (4)$$

за фронтом ударной волны, отходящей от поверхности контакта со скоростью

$$D^n = C_l^n + b^n u', \quad (5)$$

движется волна самоподдерживающего разрушения [9], скорость которой V можно определить из законов сохранения массы и количества движения на скачке разрушения

$$\rho_n V = \rho_n^{(p)} (V - u'_x),$$

$$\rho_{\Pi} V u'_x = \sigma_{HEL} = \rho_{\Pi} (C_T^{\Pi})^2 = \rho_{\Pi} \left(\frac{H_0^{\Pi}}{C_l^{\Pi}} \right)^2, \quad (6)$$

$$\rho_{\Pi} V u'_y = \sigma_T = \frac{1}{2} \frac{1-2\nu}{1-\nu} \sigma_{HEL} = D_f^{-1} \rho_{\Pi} \left(\frac{H_0^{\Pi}}{C_l^{\Pi}} \right)^2,$$

где ν — коэффициент Пуассона, D_f — фрактальная размерность фронта волны разрушения, $\rho_{\Pi}^{(p)}$ — плотность разрушенного вещества, u'_x и u'_y — нормальная и касательная составляющие вектора скорости u в волне разрушения, причем $u'_x = u$.

Из (6) получаем

$$V = C_T^{\Pi} \left(\frac{C_T}{u} \right) = \frac{\left[C_l^{\Pi} + C_l^{\delta} \left(\frac{\rho_6}{\rho_{\Pi}} \right) \right] \left(\frac{H_0^{\Pi}}{C_l^{\Pi}} \right)^2}{v_0}, \quad (7)$$

$$u'_y = \frac{\nu}{1-2\nu} V, \quad \rho_{\Pi}^{(p)} = \rho_{\Pi} \left[1 - \left(\frac{u'(t)}{C_T^{\Pi}} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (8)$$

т. е. $\rho_{\Pi}^{(p)}(t) > \rho_{\Pi}$, и лишь с течением времени $\rho_{\Pi}^{(p)} \rightarrow \rho_{\Pi}$.

Ширина фронта волны разрушения, очевидно, порядка характерного размера зерен материала преграды. Релаксация напряжений за фронтом волны разрушения обуславливает распространение фронта волны дробления, скорость которой, очевидно, равна C_T^{Π} , причем по условию $u < C_T^{\Pi} < V$. Таким образом, перед поверхностью контакта с бойком в преграде можно выделить четыре области, различающиеся состоянием материала преграды, границы которых движутся со скоростями v^{Π} , V , C_T^{Π} и u (рис. 1),

$$\rho_{\Pi}^*(t) u^2 = [1 + 2(\text{Re} e_{\text{кр}}^{\delta})^{-1}] \cdot \rho_6 (v - u)^2 + \rho_6 (C_T^{\delta})^2, \quad (9)$$

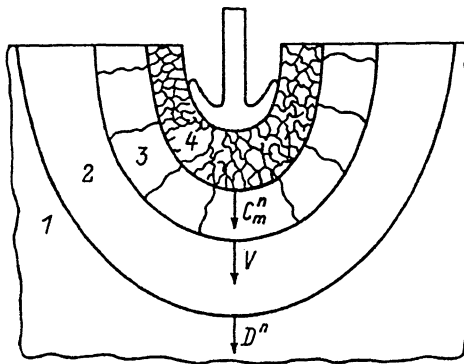


Рис. 1. Картина внедрения металлического бойка в преграду из хрупкого металла в режиме $C_K^{\Pi} < u < C_T^{\Pi}$.

1 — исходное состояние материала преграды; 2 — сжатое до плотности $\rho_{\Pi}^i = \rho_{\Pi} D^{\Pi} / (D^{\Pi} - u^i)$ вещество, находящееся в упругом состоянии; 3 — среда, разрушенная отдельными трещинами, смещения в которой относительно малы, а плотность равна $\rho_{\Pi}^{(p)}$; 4 — раздробленная сыпучая среда, вытесняемая внедряющим бойком, плотность которой равна ρ_{Π}^* .

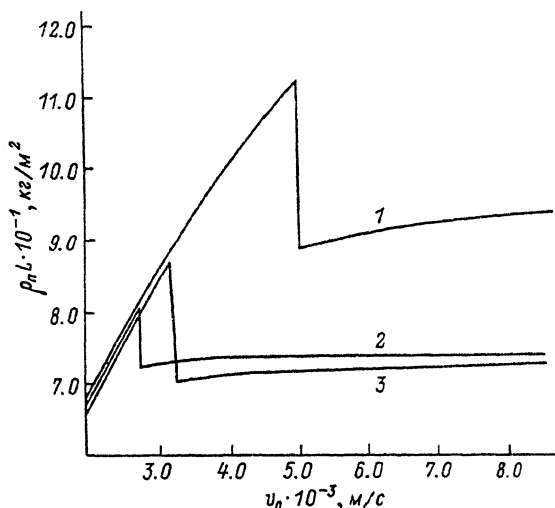


Рис. 2. Результаты расчета зависимости $\rho_n L(v_0)$.
1 — Al_2O_3 , 2 — SiO_2 , 3 — стекло.

$$\rho_n^*(t) = \rho_n^{(p)}(t) \frac{C_T^n}{C_T^n - u(t)} \quad (10)$$

и

$$l \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{(H_0^6)^2}{(C_l^6)^3}, \text{ если } v - u < \frac{(H_0^6)^2}{(C_l^6)^3}, \quad (11a)$$

или

$$\frac{dv}{dt} = 0, \text{ если } v - u < \frac{(H_0^6)^2}{(C_l^6)^3}, \quad (11b)$$

l — длина бойка.

Легко видеть, что 1) скорость проникания бойка в преграду из хрупкого материала в случае $C_k^n < u < C_T^n$, определяемая из (9)–(11), ниже скорости проникания бойка в сыпучую среду той же плотности $\rho^* \approx \rho_n$; 2) скорость проникания

Таблица 2

Сравнение оценок H_0 по твердости по Моосу с экспериментальными данными

Материал	H_m [16]	H_0^n , кДж/моль [12]	H_0^n , кДж/моль [13]	Расхождение
BeO	6.0	685.56	649.45	5.56
CaO	4.5	514.17	515.37	-0.23
MgO	4.4	502.74	490.23	2.55
SrO	4.1	468.47	490.23	-4.44
BaO	3.3	377.06	389.67	-3.24
NaCl	2.1	239.95	238.83	0.47

бойка в преграду из хрупких материалов в режиме $C_K^{\text{II}} < u < C_T^{\text{II}}$ растет с течением времени в силу уменьшения $\rho^*(t)$; 3) произведение $L\rho_{\text{II}}$, в случае $C_K^{\text{II}} < u < C_T^{\text{II}}$ слабо зависит от физико-механических свойств материала преграды (рис. 2).

Эти выводы находятся в полном согласии с экспериментом [1–5]. Таким образом, зная упругие свойства C_I^{II} , C_T^{II} , плотность (ρ_{II}) и энергию атомизации H_0^{II} можно с адекватной эксперименту точностью прогнозировать ударную стойкость керамических материалов.

На практике, однако, часто возникает необходимость оценки динамической прочности с целью выбора калибра удлиненного кумулятивного заряда, необходимого для разрезания керамических изделий, для которых H_0^{II} неизвестно. Значения ρ_{II} , C_I^{II} и C_T^{II} легко определяются на месте методами неразрушающего контроля, поэтому необходим метод экспресс-оценки H_0^{II} .

Системно-целевой анализ имеющихся в литературе экспериментальных данных позволил установить корреляционное соотношение, связывающее H_0^{II} с числом твердости керамик по Моосу H_M ,

$$H_0^{\text{II}} = 114.26 \cdot H_M, \text{ кДж/моль.} \quad (12)$$

Результаты апробации (12), представленные в табл. 2, подтверждают возможность использования измерений твердости по Моосу для экспресс-оценок H_0 , необходимой для оценок ударной стойкости керамических материалов.

Авторы выражают благодарность Н. А. Златину, А. Д. Изотову, А. А. Кожушко, А. В. Колотилу, В. Б. Лазареву, А. А. Любомудрову, Г. С. Пугачеву, И. И. Рыковой, А. Я. Сагомояну, Э. С. Степанову, И. Т. Севрюкову и В. П. Челышеву за полезные обсуждения вопросов, рассмотренных в работе.

Список литературы

- [1] Златин Н. А.; Кожушко А. А., Рыкова И. И. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 16. С. 1498–1500.
- [2] Кожушко А. А., Рыкова И. И., Изотов А. Д. и др. // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1987. Т. 23. № 12. С. 2078–2082.
- [3] Зильбербранд Е. Л., Златин Н. А., Кожушко А. А. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 54–58.
- [4] Спирихин И. П. // ДАН СССР. 1989. Т. 309. № 6. С. 1407–1409.
- [5] Яневич Г. Н., Баланкин А. С., Любомудров А. А. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 8. С. 201–204.
- [6] Кинеловский С. А., Маевский К. А. // ЖПМТФ. 1989. № 2. С. 150–156.
- [7] Финкель В. М. Физика разрушения. М.: Металлургия, 1970. 376 с.
- [8] Бушман А. В., Канель Г. И., Ни А. Л. и др. Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. Черноголовка: Изд-во ИВТ АН СССР, 1988. 200 с.
- [9] Баланкин А. С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 13. С. 1221–1226.
- [10] Баланкин А. С. // ФГВ. 1989. № 4. С. 130–140.
- [11] Баланкин А. С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 22. С. 15–20.
- [12] Баланкин А. С., Любомудров А. А., Севрюков И. Т. Кинетическая теория кумулятивного бронепробивания. М., 1989. 271 с.
- [13] Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М.: Наука, 1978–1982. Т. 1–4.
- [14] Андерсон О. // Динамика решеток. М.: Мир, 1968. С. 62–121.
- [15] Воробьев А. А. Физические свойства ионных кристаллических диэлектриков. Томск, 1960. 270 с.
- [16] Францевич И. Н., Воронов Ф. Ф., Бакута С. А. Упругие постоянные и модели упругости металлов и неметаллов. Киев: Наукова думка, 1982. 286 с.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
17 января 1990 г.