

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОБИВАНИЯ

С. Т. Милейко, О. А. Саркисян

(Черноголовка)

Наиболее распространенный в настоящее время прием анализа процесса пробивания, основанный на численной процедуре решения задачи, поставленной в тех или иных предположениях об определяющих уравнениях среды и, как правило, без рассмотрения процессов разрушения (например, [1]), приводит к результатам, не всегда удобным с практической точки зрения. В частности, эти результаты трудно сопоставлять с данными экспериментов, в которых чаще всего регистрируются критические скорости пробивания (например, [2, 3]). Вероятно, в будущем, когда критерии зарождения и развития трещин и определяющие уравнения среды в условиях скоростного нагружения станут достаточно надежными, численные методы позволят эффективно решать практические задачи. Однако в настоящее время ощущается потребность в простых моделях, описывающих процесс пробивания. Предлагаемая модель является примером такого типа феноменологии.

В работе [2] показано, что в тех случаях, когда пробивание сопровождается выбиванием «пробки», основной вклад в сопротивление внедрению ударника вносит пластическое деформирование или хрупкое дробление сравнительно тонкого цилиндрического слоя. В этом случае очевидно, по крайней мере если имеет место пластическое деформирование, что сила сопротивления движению ударника должна зависеть от скорости v ударника.

Предположим, что для данной пары ударник — преграда величина F зависит только от v . (Ясно, что при нахождении ударника вблизи поверхности преграды это предположение несправедливо, поэтому рассматриваем лишь преграды достаточно большой толщины). Аппроксимируем эту зависимость степенной функцией

$$F(v) = -Kv^n,$$

где K и n — константы.

Если $v = v_0$ при $x = 0$ (x — координата в направлении движения ударника, начало координат на лобовой поверхности преграды), то

$$v_0^{2-n} - v^{2-n} = k(2-n)x,$$

где $k = K/m$; m — масса ударника.

При толщине преграды h имеем критическую скорость $v_0 = v_*$ ударника такую, что $v = 0$ при $x = h$:

$$v_* = k(2-n)h.$$

При $v_0 > v_*$ имеем скорость v_1 вылета ударника из преграды, так что

$$\tilde{v}_0^{2-n} - \tilde{v}_1^{2-n} = 1,$$

где $\tilde{v} = v/v_*$.

Полученный результат (который при $n = 0$ соответствует условию постоянства поглощенной преградой энергии и принимается иногда [4] как достаточно очевидный) оказывается удивительно простым: кривая $\tilde{v}_1(\tilde{v}_0)$ не зависит от толщины преграды. Эта простота требует убедительной экспериментальной проверки.

Эксперимент был поставлен по методике и на установке, описанным ранее [2], лишь установка была снабжена вторым устройством для измерения скорости v_1 с соответствующей модификацией методики. Результаты эксперимента по пробиванию преград из меди, алюминиевого АМг-6 и титанового ВТ-14 сплавов стальными шарами представлены на фигуре (условия эксперимента и обозначения точек сведены в табл. 1).

Экспериментальные результаты, как видно, достаточно хорошо укладываются в рамки единой кривой $\tilde{v}_1(\tilde{v}_0)$, даже с изменением диаметра d шара — ударника. Поэтому можно предположить, что величина n в степенной аппроксимации $F(v)$ определяется только материалом преграды, т. е. зависимостью некоторого характерного напряжения (например, предела текучести σ_*) от скорости деформации $\dot{\epsilon}$. Характерным размером $a(v = \dot{\epsilon}a)$ должна быть в таком случае толщина наблюдаемого при пробивании пластически деформируемого или растресканного цилиндрического слоя [2]. Реальные значения величины a порядка 1 мм, следовательно, при скоростях 10^2 — 10^3 м/с величины $\dot{\epsilon}$ имеют порядок 10^5 — 10^6 с $^{-1}$.

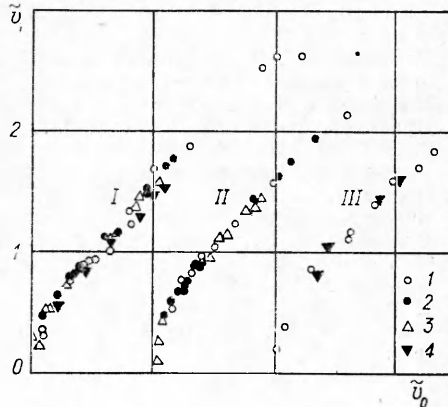


Таблица 1

Номер кривой на фигуре	Материал преграды	Обозначение точек на фигуре	d , мм	v_* , м/с	h , мм
I	АМг-6	1	6,37	250	1,97
		2	6,37	350	3,00
		3	6,37	405	4,00
		4	10,3	228	3,37
II	ВТ-14	1	6,37	240	1,00
		2	6,37	335	1,43
		3	6,37	423	2,05
III	Медь МЧ	1	6,37	300	1,50
		4	10,3	220	1,50

Этим затрудняется сравнение величин, полученных в экспериментах на пробивание с прямыми измерениями зависимости $\sigma_*(\dot{\epsilon})$: большинство экспериментальных результатов такого типа ограничивается скоростями деформации 10^4 — 10^5 с $^{-1}$ [5]. Тем не менее сравнения, приведенные в табл. 2, качественно свидетельствуют в пользу приведенных соображений.

Условия экспериментов, по данным которых определены величины в табл. 2, приведены в работах [6—8]. В [6] использовался поликристаллический алюминий при комнатной температуре, характерное напряжение σ_* соответствует пластической деформации 20%, $\dot{\epsilon} = 10^5$ — $1,2 \cdot 10^5$ с $^{-1}$; в [7] — технически чистый титан при комнатной температуре, величина σ_* соответствует пластической деформации 0,2%, $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^2$ — $5 \cdot 10^3$ с $^{-1}$; в [8] — медь при комнатной температуре, σ_* соответствует деформации 5%, $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^3$ — $5 \cdot 10^4$ с $^{-1}$.

Таблица 2

Материал	n	
	пробивание	прямой эксперимент
АМг-6	0,35	0,3 [6]
ВТ-14	0,31	0,1 [7]
Медь МЧ	0,37	0,6 [8]

Полученная выше простая формула для критической скорости пробивания v_* в зависимости от толщины h преграды должна быть скорректирована с учетом того, что $F = 0$ при $x = 0$ и $x = h$.

Авторы благодарны Г. Ю. Перегудовой и Е. Д. Пантелеву за помощь в проведении эксперимента.

Поступила 24 VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Меньшиков Г. П., Одинцов В. А., Чудов Л. А. Внедрение цилиндрического ударника в конечную плиту.— Изв. АН СССР. МТТ, 1976, № 1.
2. Милейко С. Т., Кондаков С. Ф., Голофаст Е. Г. Об одном случае пробивания.— Проблемы прочности, 1979, № 12.
3. Рехт В. Ф., Инсон Т. В. Динамика баллистической пробивки.— ПМ, 1963, № 3.
4. Johnston W. Impact strength of materials. L.: Edward Arnold, 1972.
5. Holzer A. J. A tabular summary of some experiments in dynamic plasticity.— J. Engng Mater. and Technol., 1979, vol. 101, N 7.
6. Dharan C. K. H., Hanser F. E. Determination of stress-strain characteristics at very high strain rates.— Experim. Mech., 1970, vol. 10, p. 370.
7. Harding J. The temperature and strain rate sensitivity of α -titanium.— Archives of Mechanics, 1975, vol. 27, p. 715.
8. Dowling A. R., Harding J., Campbell J. D. The dynamic punching of metals.— J. Inst. Metals, 1970, vol. 98, p. 215.

УДК 541.12.03

ОБ ОЦЕНКЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА АДИАБАТЕ ГЮГониО С ПОМОЩЬЮ ПРАВИЛА «ЗЕРКАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ»

А. А. Долгов, М. Ю. Мессинев
(Москва)

Существующие методы расчета температуры твердого тела, сжатого ударной волной, требуя трудоемких вычислений, являются в той или иной степени приближенными. Это связано как с неточностями при задании потенциала и величины определяющих его коэффициентов, так и с выбором уравнения состояния. В практических расчетах часто используется приближение $\Gamma/V = \Gamma_0/V_0$, где Γ — коэффициент Грюнайзена, V — объем, индекс ноль относится к исходному состоянию вещества [1, 2], а также правило «зеркального отражения». Обоснованием этого правила служит экспериментально установленный для не слишком высоких давлений в ударной волне p_H закон удвоения массовой скорости вещества u_H в волне разгрузки [3, 4].

Во многих работах [4—7] при расчете температуры совпадение изэнтропы разгрузки с кривой ударной сжимаемости в p — u -координатах используется для вычисления только одного из интегралов Римана, определяющего форму изэнтропы на p — V -плоскости. Эта процедура позволяет дать оценку величины приращения объема вещества за счет необратимого ударного разогрева после разгрузки к нулевому давлению:

$$(1) \quad \Delta \hat{V}_{\text{ост}} = \hat{V}_{\text{ост}} - V_0 - \int_0^p \left(\frac{du_H}{dp} \right)^2 dp - \Delta V_H.$$

Можно, однако, в рамках того же «зеркального» приближения записать и второй интеграл Римана для энергии E :

$$(2) \quad \Delta \hat{E}_{\text{ост}} = \hat{E}_{\text{ост}} - E_0 = \Delta E_H - \int_0^p p \left(\frac{du_H}{dp} \right)^2 dp.$$

Поскольку формально выражения (1), (2) для остаточных параметров равноправны, возникает вопрос, какое из них лучше описывает термодинамику ударного сжатия.