

УДК 539.37

НОРМАЛЬНЫЙ УДАР И ПРОБИЗАНИЕ ТОНКОЙ ПЛИТЫ
 ЦИЛИНДРОМ В УСЛОВИЯХ ЖЕСТКОПЛАСТИЧЕСКОГО
 ДЕФОРМИРОВАНИЯ

РОМАНОВ И. Н., САГОМОНЯН А. Я.

Толщина плиты меньше диаметра поперечного сечения цилиндра, который, в свою очередь, значительно меньше длины цилиндра [7]. Волновым процессом в отходе (пробке), образовавшемся в тонкой плите, пренебрегается. Деформации взаимодействующих тел происходят без упрочнения материалов. Эти приближения упрощают расчеты, но не являются принципиальными: указанным здесь путем можно исследовать задачу пробивания с учетом волновых процессов в преграде и упрочнения материалов тел. В отличие от работы [1], в настоящем исследовании рассматривается процесс торможения недеформированной хвостовой части цилиндра и допускается изменение скачком площади поперечного сечения цилиндра на фронте пластической волны [2, 3].

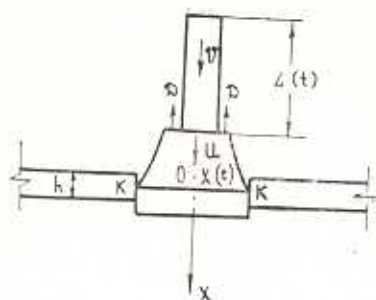
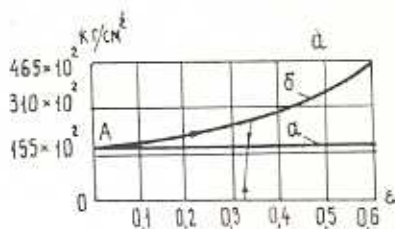
1. *Модель.* Опыты показывают [4], что при нормальном ударе цилиндрическим металлическим бойком о плоскость тонкой металлической плиты, толщина которой значительно меньше длины цилиндра и не превосходит его диаметра поперечного сечения, может быть выбита часть преграды—отход (пробка). В настоящем исследовании принимается, что пробивание плиты сопровождается образованием и выбиванием пробки из плиты. Отход (пробка) представляет собой цилиндр, диаметр которого равен диаметру расширившейся при ударе площади переднего среза бойка, прошедшего сквозь плиту [4]. Этот факт позволяет считать, что основное действие бойка на преграду локализовано в цилиндрическом объеме под поверхностью контакта. Механизм явления выбивания пробки можно представить следующим образом. При ударе в преграде непосредственно под передним срезом цилиндра образуется плоская ударная волна, приводящая к большим локальным пластическим деформациям, большому тепловыделению и высоким значениям температуры. В этом процессе температура повышается до 10^5 градусов по Цельсию, а скорости деформации сдвига достигают значений порядка 10^7 С^{-1} [5]. Если скорость уменьшения прочности из-за наличия высоких температур больше скорости увеличения прочности за счет упрочнения при деформации, то пластические деформации остаются локализованными, а процесс в целом в этих условиях носит адиабатический характер. В

результате повышается местная температура, что приводит к дополнительным пластическим деформациям. Вследствие вынужденного смещения материала преграды на контактной поверхности в направлении проникания, сдвиговые пластические деформации и сдвиг возникнут на периметре контакта. Поэтому зоной, где происходит этот процесс, будет тонкий слой, примыкающий к цилиндрической поверхности в плите, соосной с бойком и радиусом, примерно равном радиусу расширившегося переднего сечения бойка. Дальнейшее развитие процесса приводит к росту пластических деформаций и максимальным значениям напряжения сдвига в этом слое. В конце концов наступает состояние, когда несущая способность преграды спонтанно уменьшается и происходит разрушение ее материала на цилиндрической поверхности. Такой процесс разрушения называется разрушающим термопластическим адиабатическим сдвигом [6]. К настоящему времени вопрос определения критерия возникновения разрушающего сдвига не решен. В работах [4, 6] приводятся результаты экспериментальных исследований, показывающие, что при больших скоростях деформаций, характерных для процессов пробивания, величина разрушающего напряжения сдвига не зависит от скорости удара и является постоянной величиной. Ниже принимается это условие. Для определенности в расчетах величина разрушающего сдвига приравнивается значению предела текучести при сдвиге. Таким образом, в рассматриваемой задаче при ударе в преграде мгновенно образуется отход, представляющий собой жесткий цилиндр, на боковой поверхности которого действует разрушающий сдвиг. В дальнейшем движение отхода (пробки) происходит под действием силы давления на контактной поверхности и силы сопротивления сдвига на боковой поверхности. Этот процесс принято назвать «выбиванием пробки».

В момент удара в цилиндре возникает пластическая волна, которая в процессе взаимодействия с преградой распространяется к его свободному торцу. Непосредственно перед пластической волной в цилиндре напряжение равно пределу текучести при растяжении. Так как материал цилиндра не упрочняется, то такое же напряжение будет за пластической волной. Тогда соотношения на волне, выражающие основные законы механики в рассматриваемом одномерном движении, приводят к необходимости допустить скачок площади поперечного сечения цилиндра на пластической волне. Цилиндрический боек рассматривается как стержень, его хвостовая часть перед пластической волной считается жестким телом. Плотности материалов предполагаются постоянными.

На фиг. 1а показана модельная зависимость напряжения от деформации для высокопрочного жесткопластического материала [7]. По горизонтальной оси отложена деформация ϵ , по вертикальной оси — напряжение. Линия α соответствует истинному значению предела текучести при растяжении σ_s неупрочняющегося материала, линия δ — условному (техническому) значению материала $\bar{\sigma}$.

2. Основные уравнения. Направим ось x по скорости пробивания



Фиг. 1

вертикально вниз вдоль оси цилиндра, начало оси x поместим на верхней поверхности плиты (фиг. 1б). Учитывая направление оси x , уравнение сохранения массы и количества движения на фронте пластической волны, распространяющейся в сторону свободного торца цилиндра запишутся в виде

$$\begin{aligned} F_0(v-D) &= F(u-D), \quad \varepsilon_s > 0 \\ \rho F_0(v-D)(u-v) &= \sigma_s(F_0 - F) \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь ρ —плотность материала цилиндра, F_0 , F —площади поперечного сечения цилиндра перед и за фронтом волны, v —скорость хвостовой части цилиндра, w —скорость цилиндра за волной, D —скорость волны относительно неподвижной точки $x=0$. Введем обозначения

$$s = \frac{F}{F_0}, \quad U = \frac{u}{a}, \quad V = \frac{v}{a}, \quad c = \frac{D}{a}, \quad a = \sqrt{\frac{\sigma_s}{\rho}} \quad (2.2)$$

и перепишем уравнения (1) в безразмерных переменных (2):

$$(V-c) = s(U-c), \quad (V-c)(U-V) = 1-s \quad (2.3)$$

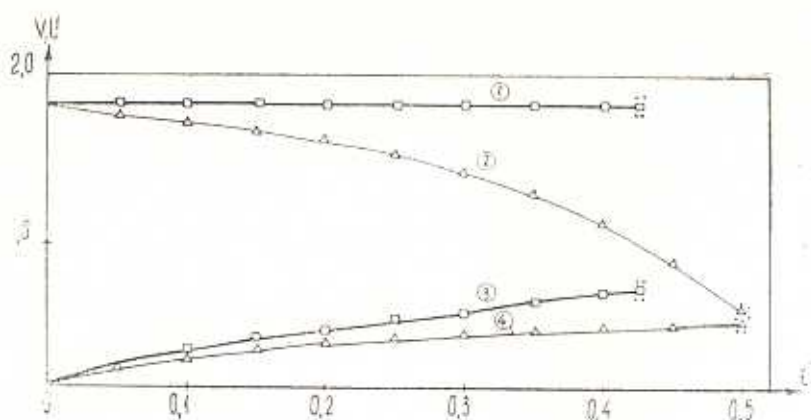
Пусть $L(t)$ —текущая длина хвостовой части цилиндра, L_0 —длина цилиндра до удара. Тогда можно записать следующее кинематическое условие в размерных и безразмерных переменных:

$$\frac{dL}{dt} = \dot{L} = -(v-D), \quad \dot{l} = \frac{dl}{dt'} = -(V-c), \quad l = \frac{L}{L_0}, \quad t' = \frac{at}{L_0} \quad (2.4)$$

где t' —безразмерное время, l —безразмерная длина хвостовой части цилиндра.

В рассматриваемой задаче отход и головная часть цилиндра за пластической волной движутся с одинаковыми скоростями и ускорениями. Поэтому движения обоих тел можно определить одним уравнением

$$[M_0 + (M_c - \rho F_0 L(t))] \frac{d^2 x}{dt^2} = \sigma_s F - 2(h-x)(\pi F_0)^{1/2} \quad (2.5)$$



Фиг. 2

Фиг. 2

Здесь τ — разрушающий сдвиг на боковой поверхности отхода принимается, равным пределу текучести при сдвиге материала плиты, M_0 — масса отхода, M_c — масса цилиндра в целом, h — толщина плиты, F — площадь поперечного сечения цилиндра непосредственно за пластической волной, F_n — площадь поперечного сечения переднего среза цилиндра после удара, равная площади отверстия в плите, образованного отходом. Координата переднего среза цилиндра (контактной поверхности KK на фиг. 2) в момент времени t обозначена через $x(t)$. Символом R_0 обозначим начальный радиус кругового сечения цилиндра и пусть ρ_0 и $\rho_s = 2\tau$ обозначают плотность и предел текучести при растяжении материала плиты. Введем безразмерные параметры

$$\alpha = \frac{F_n}{F_0}, \quad \beta = \frac{h}{L_0}, \quad \varphi = \frac{L_0}{R_0}, \quad \theta = \frac{\rho_0}{\rho}, \quad \gamma = \frac{\rho_s}{\sigma_s} \quad (2.6)$$

$$A = 1 + \alpha\beta\theta, \quad B = \gamma\sqrt{\alpha\varphi}, \quad y = \frac{x(t)}{L_0}, \quad \dot{y} = \frac{dx(t)}{dt}$$

и учтем, что

$$u = \frac{dx(t)}{dt}, \quad U = \dot{y}, \quad \dot{y} = \frac{dy}{dt'} \quad (2.6')$$

Тогда уравнению (2.5) можно придать вид

$$(A-t)\dot{y} = s + B(y-\beta) \quad (2.7)$$

Нетрудно показать, используя (2.3) и (2.6'), что уравнение (2.4) эквивалентно уравнению

$$\dot{t} = -\sqrt{s}, \quad \sqrt{s} = \frac{1}{2} [V - \dot{y} + \sqrt{4 + (V - \dot{y})^2}] \quad (2.8)$$

где точка над символом означает дифференцирование по безразмерному времени t'

Уравнение движения хвостовой части цилиндра с учетом торможения в размерных и безразмерных переменных можно записать так:

$$L(t) \frac{dv}{dt} = -a^2, \quad l\dot{V} = -1, \quad \dot{V} = \frac{dV}{dt'} \quad (2.9)$$

Для постоянной скорости хвостовой части цилиндра имеем

$$v(t) = v_0, \quad V = V_0 = \frac{v_0}{a}$$

Начальными условиями системы дифференциальных уравнений (2.7), (2.8), (2.9) относительно неизвестных y, t, V будут

$$t' = 0, \quad l = 1, \quad V = V_0, \quad y = 0, \quad \dot{y} = 0 \quad (2.10)$$

На контактной поверхности скорость, ускорение и напряжение непрерывны.

Если пластическая волна в цилиндре затухает до момента вылета отхода из плиты, то в этом случае дальнейшее движение отхода и цилиндра происходит с одинаковыми скоростями и ускорениями и уравнение движения в рассматриваемом случае имеет вид

$$[\rho F_0 L_0 + \rho_0 F_n h] \frac{d^2 x}{dt^2} = -(h-x)(\pi F_n)^{1/2} \rho_s \quad (2.11)$$

Или в безразмерных переменных

$$A\ddot{y} = B(y-\beta) \quad (2.12)$$

Решение уравнения (2.12) представляется в виде

$$y = \beta + C_1 \exp(\lambda t') + C_2 \exp(-\lambda t'), \quad \lambda = (B/A)^{1/2} \quad (2.13)$$

$$C_1 = \frac{1}{2\lambda} \exp(-\lambda t'_0) [\dot{y}(t'_0) + \lambda(y(t'_0) - \beta)], \quad C_2 = \frac{1}{2\lambda} \exp(\lambda t'_0) [(y(t'_0) - \beta) - \dot{y}(t'_0)]$$

Символом t'_0 в (2.13) обозначено значение безразмерного времени в момент исчезновения пластической волны в цилиндре. Из (2.13) нетрудно получить, что при $C_1 > 0$ отход вылетает из преграды со скоростью V_b в момент t'_b , где

$$V_b = 2\lambda (-C_2 C_1)^{1/2}, \quad t'_b = \ln(-C_2/C_1)^{1/2} \quad (2.14)$$

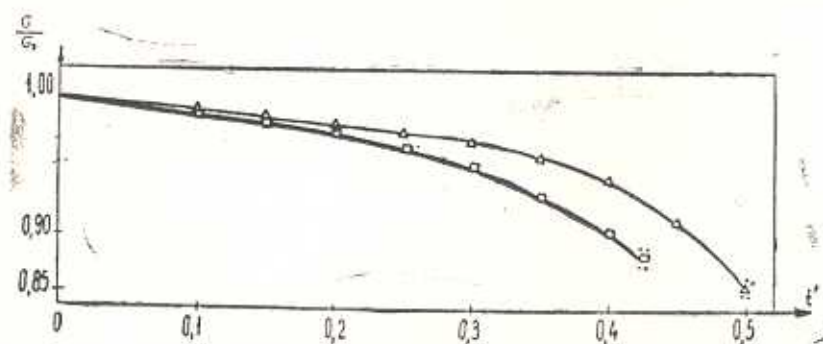
При $C_1 = 0$ движение отхода носит асимптотический характер: отход покидает преграду при $t \rightarrow \infty$ со скоростью $V \rightarrow 0$. При $C_1 < 0$ отход не вылетает из преграды и его скорость становится равной нулю в момент $t' = t'_n$, где

$$t'_n = \ln(C_2/C_1)^{1/2} \quad (2.15)$$

3. *Результаты и анализ численного решения.* Система уравнений (2.7), (2.8), (2.9) решалась для случая одинакового материала цилиндра и плиты. При численных расчетах на ЭВМ постоянные параметры, входящие в уравнения и условия задачи, имели значения

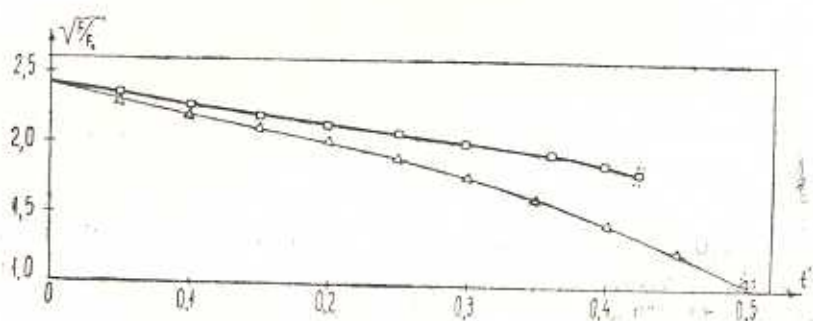
$$\beta = 0,15; \quad \varphi = 10, \quad \theta = 1, \quad \gamma = 1 \quad (3.1)$$

Начальная скорость удара варьировалась. Результаты расчетов для $V_0=2$ представлены в виде графиков на фиг. 2—5. Линии с треугольниками относятся к случаю, когда учитывается торможение хвостовой части цилиндра перед пластической волной. Линии с квадратиками построены при постоянной скорости хвостовой части, равной начальной скорости $V_0 = \frac{v_0}{a}$. На фиг. 2—5 по горизонтальной оси отложено



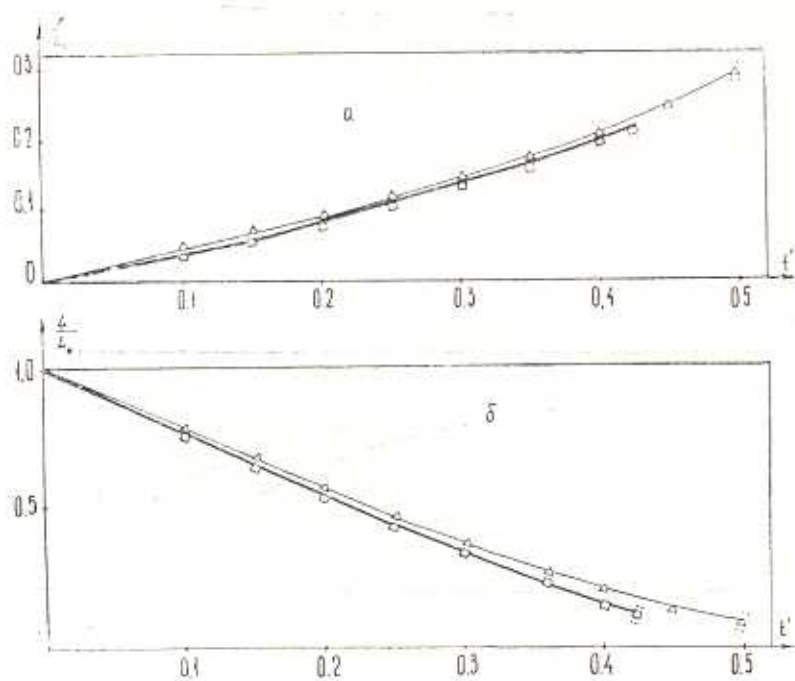
Фиг. 3

Фиг. 3



Фиг. 4

безразмерное время t' . На фиг. 2 по вертикальной оси отложены безразмерные скорости хвостовой части цилиндра V (линии 1,2) и безразмерные скорости контактной поверхности U , равные скорости отхода (линии 3, 4). На фиг. 3 по вертикальной оси отложено безразмерное напряжение σ/σ_0 на контактной поверхности. На фиг. 4, по вертикали отложено значение квадратного корня от отношения площади поперечного сечения за пластической волной, к начальной площади сечения. На фиг. 5а по вертикали отложена безразмерная длина головной части цилиндра—отношение длины деформированной части цилиндра $z(t)$ за волной к его начальной длине. Линии на фиг. 5б определяют изменение во времени отношения длины хвостовой части цилиндра к его начальной длине L_0 .



Фиг. 5

Фиг. 5

Анализ решения позволил сделать следующие основные выводы.

а. При достаточно больших скоростях V_0 выбивание пробки происходит до затухания пластической волны в цилиндре. При этом движение отхода происходит с ускорением. Такая картина наблюдается до некоторого предела. В расчетах путем варьирования скорости удара V_0 и постоянных значений других параметров, определенных по формуле (3.1), было установлено, что этот предел близок в случае торможения хвостовой части к значению V_p ; $V_p = 1,600$, без учета торможения хвостовой части к значению $V_p = 1,012$.

б. При меньших скоростях V_0 , начиная с указанного выше предела до V_m , где V_m — минимальная начальная скорость, необходимая для пробития плиты, пробитие плиты происходит после полного затухания пластической волны в цилиндре. В этом диапазоне скоростей удара движение головной части цилиндра до затухания пластической волны ускоренное. В расчетах путем варьирования скоростей удара V_0 и постоянных значений других параметров, определенных по формуле (16), было получено, что для случая, когда учитывается торможение хвостовой части $V_m = 1,597$, без учета торможения для постоянной скорости хвостовой части $V_m = 1,010$.

При скоростях меньших минимальной скорости пробивания, то есть когда пробития не происходит, напряжение на контактной поверхности может расти и даже превысить значение σ_s .

Для решения задачи в этом диапазоне скоростей удара рассматриваемая здесь модель непосредственно не применима.

NORMAL SHOCK AND PUNCHING OF A THIN PLATE BY A CYLINDER IN THE CONDITIONS OF RIGID-PLASTIC DEFORMATION

I. N. ROMANOV, A. Ja. SAGOMONIAN

ՆՈՐՄԱԼ ՀԱՐՎԱԾԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ ԲԱՐԱԿ ՍԱԼԻ ԿՏՐՈՒՄԸ ԳՎԱՆՈՎ
ԿՈՇՏ ՊՎԱՍՏԻԿՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ի. Ն. ՐՈՄԱՆՈՎ, Ա. ՅԱ. ՍԱԳՈՄՈՆԻԱՆ

Ա ճ փ և փ ո լ ի մ

Բերված է դեֆորմացվող դրանի օգնությամբ բարակ սալի կտրման խնդրի մոտավոր լուծումը կոշտ պլաստիկության դրվածքով՝ թափոնի (խցան) դուրս նետման պայմաններում: Թափոնում սլիբային դործընթացը արհամարհվում է: Խնդիրը բերված է սովորական հավասարումների համակարգի: Շարժման պարամետրերի արժեքների որոշումը հանդիսանում է պարզ թվային հաշվարկի:

ЛИТЕРАТУРА

1. Согомонян А. Я. К задаче пробивания преграды цилиндрическим бойком.—ВМУ, 1977, матмех, №5, с. 111—118.
2. Гольдсмит, В. Удар.—М.: Стройиздат, 1965.
3. Фрейбергер У. Расширение кругового отверстия в листе.—Механика (сб. переводов), М.: ИЛ, 1953, с. 122—134.
4. Рехт Р. Ф., Инсонг Ю. Динамика баллистической пробивки.—Прикладная механика (русск. перевод), 1963, №3, с. 73—80.
5. Зукав Дж. А., Николас Г., Свифт Х. Ф., Грешук Л. Б., Курран Д. Р. Динамика удара.—М.: Мир, 1985.
6. Рехт Р. Ф. Разрушающий термопластический сдвиг.—Прикладная механика (русск. перевод), 1964, №2, с. 34—39.
7. Ли Е., Тэннер С. Исследование пластической деформации в стальном цилиндре при ударе о жесткую плиту.—Механика (сб. переводов), М.: ИЛ, 1955, №2, с. 129—142.

Московский государственный университет
им. Ломоносова

Поступила в редакцию
2.XII.1988