

в постановке Шенли. Таким образом, вывод в работе [4], что учет начальных «неправильностей» не позволяет избежать парадокса в задаче о неосесимметричной форме потери устойчивости сжатой по оси цилиндрической оболочки, основан на ошибочном решении.

Поступила 9 II 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов Г. В. Об устойчивости равновесия при неупругих деформациях. ПМТФ, 1961, № 1.
2. Качанов Л. М. Основы теории пластичности. Гостехиздат, 1956.
3. Иванов Г. В. К устойчивости равновесия пластин по теории пластического течения. ПМТФ, 1963, № 2.
4. Lee L. H. N. Inelastic Buckling of Initially Imperfect Cylindrical Shells Subject to Axial Compression. Journal of the Aerospace Sciences, 1962, vol. 29, No. 1.
5. Божинский А. Н., Вольмир А. С. Экспериментальное исследование устойчивости цилиндрических оболочек за пределом упругости. ДАН СССР, 1962, т. 142, № 2.
6. Gerard G. Plastic Stability Theory of Thin Shells. Journal of the Aeronaut. Sciences, 1957, vol. 24, No. 4.
7. Григолюк Э. И. Об учете сжимаемости при определении нижних критических нагрузок (по поводу статьи Джерада). Изв. АН СССР, ОТН, 1958, № 5.
8. Григолюк Э. И. Чисто пластическая потеря устойчивости тонких оболочек. ПММ, 1957, вып. 6.
9. Онат Е., Дракер Д. Неупругая потеря устойчивости и теории течения. Сб. пер. «Механика», 1955, № 3.

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ДИАГРАММЫ СЖАТИЯ МАЛОУГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ В ОБЛАСТИ УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ

Ю. С. Степанов (Москва)

Рассматривается упрощенная схема расчета диаграммы сжатия твердых тел выше их динамического предела упругости на примере малоуглеродистой стали. Расчет проверен прямым измерением кинематических параметров в проходящей волне сжатия.

Обозначения

v — скорость удара,	μ — модуль сдвига,
w — скорость свободной поверхности,	ρ — плотность среды,
σ — напряжение,	T — температура,
ε — деформация,	p — давление,
x — ось удара,	V — объем,
u — массовая скорость,	c_V — теплоемкость при постоянном
a — волновая скорость,	объеме,
L_0 — первоначальная длина бойка,	E — кинетическая энергия,
l_0 — первоначальная длина пластины,	U — энергия деформации,
d — первоначальный диаметр бойка и пластины,	m — масса,
S — первоначальная площадь поперечного сечения бойка и пластины,	α, β, γ — коэффициенты в уравнении (1.7) ($\gamma = 1.4$ в уравнении (2.1) и $\beta = 8.4$ в уравнении (3.1)),
K — модуль всестороннего сжатия,	A — коэффициент в уравнении (3.1).

§ 1. Рассмотрим плоское соосное соударение цилиндрических бойка и пластины одного и того же диаметра d из одинакового материала, причем пластина до удара находится в покое, а $L_0 > d \gg l_0$, где L_0 и l_0 — первоначальные длины бойка и пластины.

Предположим, что нарастание напряжений и деформаций после соударения можно заменить одной волной с постоянными параметрами за фронтом, а общую зону нагружения в бойке и пластине можно представить состоящей из зоны упругих и зоны упруго-пластических деформаций, отделенных от ненагруженной части среды и друг от друга поверхностями сильного разрыва. Будем пренебрегать боковой разгрузкой и поперечными деформациями, считая нагружение одноосным (ось x — ось удара).

Рассмотрим систему боек — пластина в момент времени, когда передний фронт упругой волны сжатия в пластине вышел на ее тыльную поверхность. Учитывая сделанные предположения, получим распределение напряжений σ и массовых скоростей u по направлению удара x в бойке и пластине, изображенное на фиг. 1. Индекс 0 в дальнейшем будем относить к параметрам в ненагруженной зоне, 1 — к параметрам в зоне упругого сжатия, 2 — пластического.

Зададим предел динамической упругости σ_1 , модуль всестороннего сжатия K , модуль сдвига μ и начальную плотность среды ρ_0 . Тогда получим скорость переднего фронта упругой волны a_1 , плотность ρ_1 , деформацию ε_1 и массовую скорость u_1 за фронтом из соотношений

$$\sigma_1 = \left(K + \frac{4}{3} \mu \right) \varepsilon_1, \quad \rho_1 = \frac{\rho_0 a_1}{a_1 - u_1}, \quad u_1 = a_1 \varepsilon_1, \quad a_1 = \left(\frac{K + 4/3 \mu}{\rho_0} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

В упругой зоне все эти параметры не изменяют своих значений. На поверхности разрыва между упругой и пластической зонами выполняются условия сохранения массы и импульса

$$\rho_1 (a_2 - u_1) = \rho_2 (a_2 - u_2) \quad (1.2)$$

$$\sigma_1 + \rho_1 (a_2 - u_1)^2 = \sigma_2 + \rho_2 (a_2 - u_2)^2 \quad (1.3)$$

Уравнение (1.2), пренебрегая членами порядка ε^2 , можно записать так

$$u_2 - u_1 = a_2 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \quad (1.4)$$

Из (1.2) и (1.3) вытекает соотношение

$$\sigma_2 = \sigma_1 + \rho_1 (a_2 - u_1) (u_2 - u_1) \quad (1.5)$$

Уравнение энергетического баланса для момента времени на фиг. 1 запишется

$$E = E' + E'' + U' + U'' \quad (1.6)$$

где E — кинетическая энергия бойка до удара, E' — кинетическая энергия части бойка, не охваченной возмущением, E'' — кинетическая энергия остальной части бойка и пластины, охваченных возмущением, U' — энергия упругих деформаций во всей зоне нагружения бойка и пластины, U'' — энергия необратимых деформаций в пластической зоне нагружения бойка и пластины.

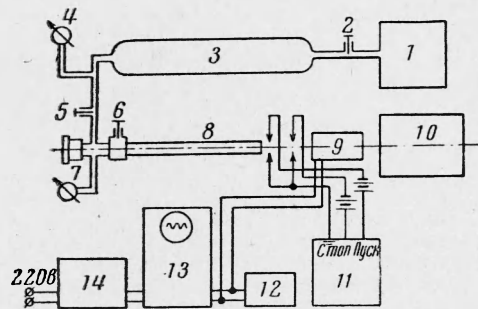
Согласно сделанным предположениям, объем бойка и пластины, охваченный боковой разгрузкой, пренебрежимо мал по сравнению с объемом рассматриваемых зон одноосного напряженного состояния. Так как материал среды одинаков, зоны упругого и пластического нагружения в бойке и пластине имеют одинаковую протяженность. Если площадь их поперечного сечения S , то объем, охваченный упругим нагружением, равен $Sl_0 (1 - a_2/a_1)$, пластическим — $Sl_0 a_2/a_1$. Считая массы бойка и пластины равными m_1 и m_2 , скорость бойка равной v , напомним значения E, E', E'', U' и U''

$$E = \frac{m_1 v^2}{2}, \quad E' = \frac{(m_1 - m_2) v^2}{2}$$

$$E'' = 2Sl_0 \frac{a_2}{a_1} \rho_2 \frac{u_2^2}{2} + \rho_1 Sl_0 \left(1 - \frac{a_2}{a_1} \right) \left[\frac{u_1^2}{2} + \frac{(v - u_1)^2}{2} \right]$$

$$U' = 2Sl_0 \sigma_1 \varepsilon_1$$

$$U'' = 2Sl_0 \frac{a_2}{a_1} (\sigma_2 - \sigma_1) (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$$



Фиг. 2

Подставляя выписанные члены в уравнение (1.6), выражая σ_2 из (1.5), ρ_2 из (1.2), ε_2 из (1.4) и разрешая полученное выражение относительно a_2 , получим квадратное уравнение

$$\alpha a_2^2 + \beta a_2 + \gamma = 0 \quad (1.7)$$

где

$$\alpha = 2u_2^2 \rho_1 - \rho_1 [u_1^2 + (v - u_1)^2] + 4\rho_1 (u_2 - u_1)^2$$

$$\beta = [u_1^2 + (v - u_1)^2] (\rho_1 a_1 + \rho_1 u_2) - 2u_2^2 \rho_1 u_1 + 4\sigma_1 \varepsilon_1 a_1 - 4\rho_1 (u_2 - u_1)^2 (u_2 + u_1) - \rho_0 v^2 a_1$$

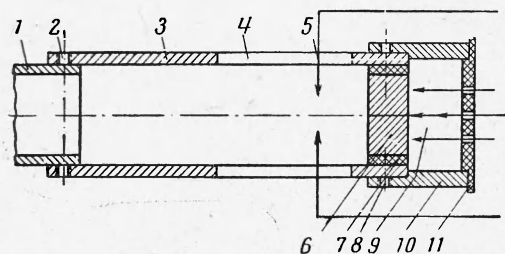
$$\gamma = 4\rho_1 (u_2 - u_1)^2 u_1 u_2 + \rho_0 v^2 a_1 u_2 - \rho_1 [u_1^2 + (v - u_1)^2] a_1 u_2 - 4\sigma_1 \varepsilon_1 a_1 u_2$$

Поставим эксперимент, в котором измеряются скорость удара бойка по пластине v и соответствующая ей массовая скорость в пластической зоне u_2 . Тогда, считая извест-

ными из написанных выше соотношений (1.1) параметры в упругой зоне, можно найти из уравнения (1.7) соответствующие скорости фронта пластических деформаций a_2 , а по ним σ_2 , ϵ_2 и температуры T .

§ 2. В качестве средства нагружения образца из малоуглеродистой стали служил цилиндрический боек того же диаметра и из того же материала, разгоняемый сжатым воздухом в стволе пневмопушки калибра 23.4 мм. На фиг. 2 дана схема опытной установки и регистрирующей аппаратуры.

Компрессор 1 накачивал воздух в баллон 3 высокого давления до давлений ~ 100 атм и выше. Индикатором давления служил манометр 4 на 160 атм. До опыта боек закладывался в ствол и зажимался в затворе 6 специальными прижимными шариками, утопающими в пазах, сделанных для этого в бойке. Когда по манометру 4 в баллоне 3 оказывалось достаточное давление для придания бойку требуемой скорости, компрессор выключался и закрывался вентиль высокого давления 2. При проведении опыта открывался вентиль 5 и воздух перепускался в рабочий объем ствола пушки за бойком. По образцовому манометру 7 на 50 атм, тарированному по скорости бойка неизменного веса, применявшегося в опытах, определялось давление воздуха в рабочем объеме с большой точностью. Когда оно достигало требуемой величины, открывался затвор 6 и боек вылетал из канала ствола 8, перед которым помещался измерительный узел 9 и пулеприемник 10. При каждом опыте его скорость замерялась на пересчетной схеме 11, дающей отсчет времени с точностью 10 мксек. Измерительный узел соединялся с регистрирующей аппаратурой (генератор стандартных сигналов 12, осциллограф 13, блок питания 14). Скорость бойка по давлению в канале ствола p_0 можно также подсчитать, составляя уравнение энергетического баланса. Тогда



Фиг. 3

твор 6 и боек вылетал из канала ствола 8, перед которым помещался измерительный узел 9 и пулеприемник 10. При каждом опыте его скорость замерялась на пересчетной схеме 11, дающей отсчет времени с точностью 10 мксек. Измерительный узел соединялся с регистрирующей аппаратурой (генератор стандартных сигналов 12, осциллограф 13, блок питания 14). Скорость бойка по давлению в канале ствола p_0 можно также подсчитать, составляя уравнение энергетического баланса. Тогда

$$v = \left[\frac{2}{m_1 + m/3} \left(p_0 V_0^\gamma \left[\frac{1}{V_0^{\gamma-1}} - \frac{1}{(V + V_0)^{\gamma-1}} \right] - p_a V \right) \right]^{1/2} \quad (2.1)$$

где m_1 — масса бойка (в проделанных опытах равная 350 г), m — масса воздуха за бойком, p_0 — давление, определяемое образцовым манометром 7, V_0 — рабочий объем за бойком, V — объем за бойком непосредственно в канале ствола, $\gamma = 1.4$ для воздуха, p_a — атмосферное давление.

На фиг. 3 показано крепление нагружаемого образца 6, помещенного в эбонитовое кольцо 7. К стволу пневмопушки 1 при помощи прижимных винтов 2 присоединялась дульная насадка 3, имеющая вырезы 4, устраняющие образование воздушного уплотнения переддвигающимся бойком. Перед образцом помещались электроконтакты 5 для запуска осциллографа, за образцом — электроконтакты 9, соединенные через электрическую схему (фиг. 5) с регистрирующей аппаратурой. Они крепились в эбонитовой втулке 11 и насадке 10, которая прижимными винтами 8 жестко связывалась с дульной насадкой 3.

На фиг. 4 дана рассчитанная по формуле (2.1) (тонкая линия) и экспериментальная (толстая линия) зависимость скорости бойка от давления p_0 . Экспериментальная кривая лежит несколько ниже расчетной вследствие того, что при расчете не были учтены потери в кинетической энергии бойка на трение в канале ствола.

Массовая скорость за фронтом пластической волны u_2 определялась по замеряемой скорости свободной поверхности пластины, которая двигалась после выхода пластической волны на свободную поверхность. При этом замеряемая скорость принималась равной удвоенной массовой скорости. Как показано в работе [1], это верно до давлений, несоизмеримо превосходящих достигнутые в проведенных опытах. Следует все же заметить, что линейный характер разгрузки приводит к приближенному выполнению закона удвоения массовых скоростей с точностью до отношения a_2 / a_1 . Действительно, при распространении волны разгрузки с постоянной скоростью $a_* \approx a_1$ внутрь нагруженной пластины на основании закона сохранения массы в системе координат, движущейся с постоянной скоростью u_2 , имеем

$$a_1 \rho_2 = (a_1 + u_*) \rho_*$$

где ρ_* , u_* — плотность и массовая скорость за отраженной волной разгрузки.

Так как

$$\varepsilon_2 = 1 - \frac{\rho_0}{\rho_2}, \quad \varepsilon_* = 1 - \frac{\rho_0}{\rho_*}$$

то

$$u_* = a_1 \left(\frac{\rho_2}{\rho_*} - 1 \right) = a_1 \left(\frac{1 - \varepsilon_*}{1 - \varepsilon_2} - 1 \right) = a_1 \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_*}{1 - \varepsilon_2} \approx a_1 (\varepsilon_2 - \varepsilon_*) \text{ (для малых } \varepsilon_2)$$

Из линейного характера разгрузки следует

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_*} = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \quad \text{или} \quad u_* = u_1 \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$$

Используя σ_2 в виде (1.5), ρ_1 и u_1 в виде (1.1) и учитывая, что $\sigma_1 = \rho_0 a_1^2 \varepsilon_1$, получим

$$u_* = a_1 \varepsilon_1 + \frac{\rho_1}{\rho_0} \left(u_2 \frac{a_2}{a_1} - u_2 \varepsilon_1 - a_2 \varepsilon_1 + a_1 \varepsilon_1^2 \right)$$

Так как ранее пренебрегалось квадратичными членами по ε , то

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{1}{1 - \varepsilon_1} \approx 1 + \varepsilon_1$$

и скорость свободной поверхности

$$w = u_2 + u_* = u_2 \left(1 + \frac{a_2}{a_1} \right) + u_1 \left(1 - \frac{a_2}{a_1} \right) \quad (2.2)$$

Если a_2 не сильно отличается от a_1 , то

$$w \approx 2u_2$$

Следует заметить, что, подставляя u_2 из (2.2) в (1.7), можно получить более строгое решение для a_2 через w , v и известные величины.

Однако вследствие недостаточной точности в экспериментальном определении w , это оказалось нецелесообразным.

Ошибка, вносимая при вычислении u_2 из равенства $w = 2u_2$ в расчетные значения a_2 , определяемые из уравнения (1.7), корректировалась при непосредственном экспериментальном измерении a_2 , соответствующих данным скоростям свободной поверхности.

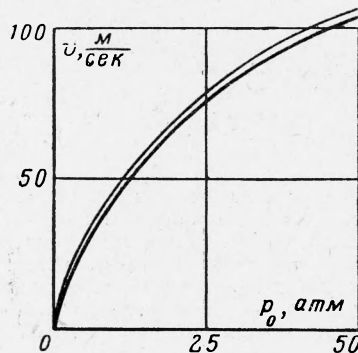
Скорости движения свободной поверхности измерялись при помощи электроконтактов [1, 2]. В качестве электроконтактов применялись тонкие проволоочки, не оказывающие сопротивления движению пластины и укрепленные строго параллельно друг другу с неизменной базой измерения между верхними и нижними контактами, определяемой с точностью до 0.01 мм. Для их сборки применялся специально созданный для этой цели прибор — шаблон.

В проведенных опытах расстояние между верхними электроконтактами и свободной поверхностью пластины равнялось примерно одному миллиметру и поэтому замеряемая скорость соответствовала моменту времени после выхода пластической волны на свободную поверхность [3].

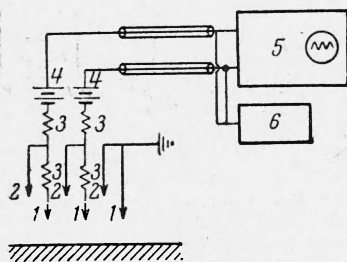
При проведении опытов обеспечивалось плоское соударение бойка и пластины, что было необходимым условием для одновременного выхода всех частей фронта пластической волны

на свободную поверхность пластины. Чтобы отраженная от заднего торца бойка волна разгрузки после удара не успела дойти до свободной поверхности и исказить ее скорость, боек изготовлялся достаточно длинным ($L_0 \geq 10 l_0$) и база измерения выбиралась достаточно малой (1—1.5 мм). В проделанных опытах нагружаемый образец имел длину много меньше своего диаметра и диаметра бойка. Вследствие этого за время выхода волны нагружения на тыльную поверхность пластины боковая разгрузка успевала распространиться на ничтожно малое расстояние внутрь образца и поперечные деформации поэтому можно было не учитывать. Это оправдывало сделанное вначале предположение об одноосном нагружении. За время измерения искажения от боковой разгрузки не успевали дойти до центральной зоны пластины малой площади (радиуса 1—2 мм), движение которой регистрировалось измерительным узлом, помещаемым перед ней.

Электрическая схема, применявшаяся в измерительном узле, приведена на фиг. 5. Сигналы от электроконтактов 1, 2 подавались на осциллограф со ждущей разверткой 5

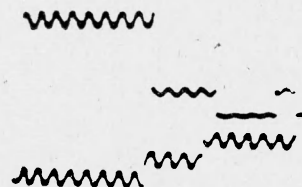


Фиг. 4



Фиг. 5

Сигнал на «пуск» осциллографа подавался несколько раньше момента соударения бойка и пластины. Генератор стандартных сигналов 6 модулировал развертку отметками времени постоянной частоты, меняемой в зависимости от периода измеряемого на осциллографе времени. В опытах применялись осциллограф ОК-17М, генератор стандартных сигналов ГСС-6, сопротивления 3 (49 ком) и батареи 4 (БАС-Г-60-У-1.3). Чтобы устранить посторонние помехи, для подвода сигнальных контактов на входы осциллографа и пусковых контактов на «пуск» осциллографа применялись экранированные провода. Вся пневмопушка с этой же целью заземлялась.



Фиг. 6

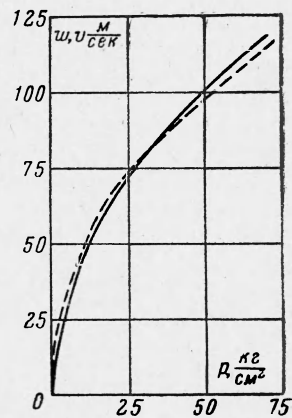
Как следует из описания эксперимента, момент замера скорости свободной поверхности не соответствовал моменту времени, изображенному на фиг. 1, для которого было составлено уравнение (1.6). В момент замера пластическая волна уже вышла на свободную поверхность пластины, а отраженная упругая волна начала взаимодействовать с пластической. Однако, учитывая, что длина l_0 мала, шириной упругой зоны можно пренебречь (кроме того, и u_2 значительно больше u_1), а вследствие малой базы измерения и малого расстояния от передних контактов до свободной по-

верхности пластины можно считать, что пластическая волна к моменту измерения не успела изменить своих параметров из-за диссипации энергии в среде пластины.

Соответствующие замеренным скоростям v и w скорости пластической волны a_2 были также замерены в аналогичных опытах электроконтактной методикой [1-3]. Результаты опытов показали удовлетворительное совпадение экспериментальных значений с расчетными. Типичная осциллограмма, получаемая при замере w и a_2 , приведена на фиг. 6.

§ 3. Результаты опытов представлены на фиг. 4 и 7. При сравнении экспериментально замеренных скоростей бойка (сплошная линия) и свободной поверхности нагружаемой пластины (пунктирная линия) видно, что при низких давлениях скорость свободной поверхности несколько больше (см. фиг. 7). Эта разница объясняется незначительным торможением бойка на тонких проволочках, от которых сигнал подается на пересчетную схему, за счет их прогиба при малых скоростях удара v . В то же время скорость свободной поверхности никогда не превышает расчетной скорости бойка.

Используя экспериментальные данные для каждой пары значений v и u_2 , по уравнению (1.7) были найдены скорости пластических деформаций a_2 , а по уравнениям (1.4), (1.2), (1.5) определены соответствующие деформации ϵ_2 , плотности ρ_2 и напряжения σ_2 . На фиг. 8 приведена зависимость усредненных значений экспериментальных и рассчитанных величин a_2 от массовой скорости u_2 . Она сравнивается с зависимостью Броберга [5] — 1 и Альтшулера [1] — 2. Пунктиром обозначена интерполяция. Согласно соотношениям (1.1), при $u_1 = 14.3$ м/сек скорость a_1 постоянна и равна 5.99 км/сек. Затем волновая скорость резко падает. В области, где могут образовываться ударные волны (т. е., где скорость каждой последующей пластической волны больше, чем у предыдущей), a_2 линейно возрастает с ростом u_2 [1, 2]. Это соответствует, как сле-



Фиг. 7

Таблица

№ п/п	$v_{расч}$ м/сек	$v_{эксп}$ м/сек	$w_{эксп}$ м/сек	u_2 м/сек	a_2 км/сек	σ_2 кг/см ²	ϵ_2	ρ_2 г/см ³	ΔT °C
1	50.0	49.0	49.8	24.9	3.56	9670	0.00536	7.894	1.2
2	63.0	59.8	62.2	31.1	3.73	11640	0.00688	7.906	2.2
3	77.2	72.7	74.4	37.2	3.90	13750	0.00845	7.916	3.1
4	98.0	92.0	91.2	45.6	4.34	17400	0.00960	7.927	4.6
5	112.7	110.0	106.8	53.4	4.36	20150	0.01133	7.941	6.3
6	122.0	118.0	114.0	57.0	4.46	21750	0.01193	7.946	7.1

Примечание 1: Параметры в упругой зоне нагружения, вычисленные из соотношений (1.1): $\epsilon_1 = 7.87$ г/см³, $a_1 = 5.99$ км/сек, $\epsilon_1 = 2.38 \cdot 10^{-3}$, $u_1 = 14.3$ м/сек ($\rho_0 = 7.85$ г/см³, $\sigma_1 = 6.7 \cdot 10^8$ бар).

Примечание 2: При вычислении a_2 из формулы (1.7) брались экспериментальные значения v . В таблице помещены усредненные значения экспериментальных и рассчитанных величин a_2 .

дует из фиг. 9, значениям $\varepsilon_2 > 10^{-2}$. Полученные результаты представлены на фиг. 9 и в таблице. На фиг. 9 приняты следующие обозначения: 1 — полученные данные, 2 — расчетные данные Броберга [5], пунктир — возможная экстраполяция полученных данных, штрих-пунктир — линейная аппроксимация полученных данных.

Экспериментально замеренная плотность применявшейся малоуглеродистой стали оказалась равной 7.85 г/см^3 . По экспериментальным данным Минчэла и Кэмпбелла для динамического нагружения малоуглеродистой стали было принято значение динамического предела упругости $\sigma_1 = 6.7 \cdot 10^8 \text{ бар}$ [3, 4]. Это же близко совпадает с экспериментальными данными Надеевой ($\sigma_1 = 6.44 \cdot 10^8 \text{ бар}$), полученными в МГУ. Значения K и μ были приняты по Бробергу равными $17.1 \cdot 10^8$ и $8.36 \cdot 10^8 \text{ г/см}^2$ соответственно [5]. На фиг. 9 дано сравнение полученных данных с диаграммой напряжения — деформация для стали, построенной Бробергом по уравнению состояния Пака, Эванса, Джеймса [5]

$$p = A \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{2}{3}} \left\{ \exp \beta \left[1 - \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}} \right] - 1 \right\} \quad (3.1)$$

где $A = 6.11 \cdot 10^8 \text{ г/см}^2$, $\beta = 8.4$ для стали.

Из фиг. 9 видно, что нанесенные точки (каждая из которых является результатом нескольких опытов) с достаточной точностью до $\varepsilon_2 > 10^{-2}$ можно аппроксимировать прямой

$$\sigma_2 = 0.35 \cdot 10^4 + 140 \cdot 10^4 \varepsilon_2 \quad (3.2)$$

где σ_2 выражено в кг/см^2 .

Вычисленные по уравнению (1.6), где можно разделить тепловой и упругий члены в энергии [1], температуры малы и поэтому их можно не учитывать. Повышение температуры вычислялось по формуле

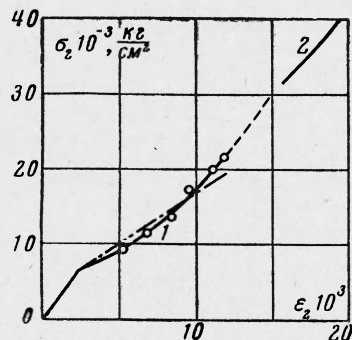
$$\Delta T = \frac{\sigma_2 \varepsilon_2}{\rho_2 C_V} \quad (3.3)$$

где значение C_V было принято равным $0.11 \text{ ккал/кг град}$. Из фиг. 9 видно, что при де-

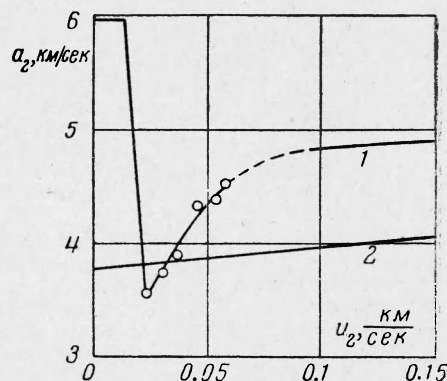
формациях $\varepsilon_2 > 14.9 \cdot 10^{-3}$ идет зависимость, вычисленная Бробергом и подчиняющаяся уравнению состояния (3.1). Видно также, что при $\varepsilon_2 > 10^{-2}$ зависимость $\sigma_2(\varepsilon_2)$ становится нелинейной, что, по-видимому, соответствует началу образования ударных волн в стали.

Таким образом, резюмируя изложенное, можно сделать вывод, что в области упруго-пластических деформаций в пределах $2.38 \cdot 10^{-3} \leq \varepsilon_2 \leq 11.93 \cdot 10^{-3}$ малоуглеродистая сталь удовлетворительно подчиняется зависимости (3.2), которая справедлива, однако, только при сделанных вначале предположениях и поэтому должна рассматриваться как приближенная.

Автор приносит искреннюю благодарность Э. И. Андрианкину за полезные замечания.



Фиг. 9



Фиг. 8

Поступила 30 VII 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В., Крупников К. К., Леденев Б. Н., Жучин В. И., Бражник М. И. Динамическая сжимаемость и уравнение состояния железа при высоких давлениях. ЖЭТФ, 1958, т. 34, № 4, стр. 874.
2. Степанов Ю. С. Современные методы определения уравнения состояния твердых тел. Изд. МГУ, 1961.
3. Stanley Minshall. Properties of Elastic and Plastic Waves Determined by Pin Contactors and Crystals, Journ. of Appl. Phys., 1955, vol. 26, No. 4, p. 463.
4. Campbell J. D., Duby J., The yield behaviour of mild steel in dynamic compression. Proc. of the Royal Soc., Ser. A, 1956, vol. 236, No. 1204, p. 24.
5. Броберг К. Б. Ударные волны в упругой и упруго-пластической среде. Госгортехиздат, 1959.