

05;12

©1995 г.

**УДАР ПЛАСТИЧНОГО ЦИЛИНДРА
О ЖЕСТКУЮ ПРЕГРАДУ.
К ВОПРОСУ О ДИНАМИЧЕСКОМ
ДЕФОРМИРОВАНИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ**

Ю.А.Емельянов, А.Б.Синани

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 20 октября 1994 г.)

При широкой вариации условий опытов экспериментально исследованы характеристики силового взаимодействия при упругопластическом ударе цилиндра о жесткую преграду. Установленные закономерности квазистационарной стадии деформирования ударников описываются на основе модели акустических волн торможения с учетом гидродинамических эффектов пластического деформирования.

Для объяснения результатов опытов по высокоскоростному пластическому деформированию твердых тел, в частности при ударах, привлекаются теории единой кривой динамического деформирования [1,2], вязкопластического деформирования [2,3] и гидродинамическая теория, модифицированная с учетом добавочного сопротивления деформированию твердого тела [4,5]. Однако недостаточная определенность ряда параметров указанных теорий, пределов применимости последних, а также некоторые терминологические неясности оставляют возможности для произвольных трактовок результатов опытов и соответственно для сомнений в правильности выбора того или иного уравнения состояния твердого тела.

Упругопластический удар твердого цилиндрического стержня о "жесткую стенку" служит в силу относительной простоты для постановки опытов и для теоретического анализа своеобразным "пробным камнем" соответствия теории и эксперимента. Тем не менее известные из литературы данные недостаточно систематичны, затрагивают обычно неширокие области изменений условий опытов; особенно мало прямых наблюдений в процессе опыта — *in situ*, прежде всего измерений, возникающих при ударе динамических усилий. Настоящая работа поставлена с целью восполнить по возможности указанный недостаток фактических данных посредством систематических измерений силовых импульсов при ударах цилиндрических стержней при широкой

вариации условий опытов. Полученные результаты поставили в области динамического деформирования твердых тел ряд общих вопросов, по которым в работе авторы высказали собственную точку зрения.

Методика опытов

Удары осуществлялись цилиндрическими ударниками разной начальной длины l_0 от 5 до 40 мм и двух диаметров $d_0 = 7.6$ и 15.5 мм. В качестве материала ударника использовались мягкий алюминий АД0, дюралюминий Д16, медь Cu, свинец Pb, армко-железо Fe. Торцы ударников выполнялись плоскими; в ряде случаев для сравнения головная часть ударников выполнялась конусообразной с разными углами при вершине конуса.

Начальная скорость удара изменялась в пределах от ~ 30 до $v_0 \approx 800$ м/с. Метание ударников осуществлялось посредством пороховой ($d_0 = 7.6$ мм) или газовой ($d_0 = 15.5$ мм) систем разгона. Измерение скорости v_0 производилось с помощью электромагнитного измерителя скорости и стандартного измерителя временных интервалов, погрешность определения v_0 не превышала 2%.

Схема опытов была двойкой: 1) удар производился по массивному стальному подпору (цилиндр диаметром $D \sim 100$ мм) либо 2) по стальному стержню (диаметр 15 мм), достаточно длинному в обоих случаях, чтобы исключить влияние тыльных разгрузок на взаимодействие ударников с преградой. Материалом преград служила закаленная сталь высокой твердости, обеспечивающая в заданном интервале условий опытов лишь незначительную упругую реакцию на удар. Этим двум схемам отвечали 2 способа регистрации динамических усилий, возникающих при ударе. В первом способе датчиком служил диэлектрический датчик давления, выполненный на основе прочной полиимидной пленки (толщина 50 мкм) с напыленными плотными металлическими обкладками диаметром ~ 6 мм. Датчик предварительно тарировался в статическом и динамическом режимах, причем тарировочная зависимость (при выбранном напряжении на обкладках $U = 450$ В) с хорошей точностью соответствовала прямой $\sigma = a\Delta U$ (σ — напряжение (МПа), ΔU — амплитуда сигнала (В)) с коэффициентом пропорциональности $a = 62$ МПа \cdot в⁻¹ до напряжения $\sigma \lesssim 300$ МПа; выше наблюдалось необратимое деформирование пленочной основы датчика. Датчик помещался по оси удара и удар при сравнительно невысоких скоростях v_0 производился непосредственно по датчику, защищенному лишь тонкой (доли мм) металлической фольгой; при более интенсивных ударах датчик защищался протектором — широкой пластиной из закаленной стали разной толщины (3–10 мм), при этом по всей плоскости соприкосновения стального подпора, датчика давления и протектора обеспечивался хороший акустический контакт; назначение стального протектора — защита датчика от разрушений при интенсивных ударах за счет снижения действующих в плоскости датчика усилий. Опытами было установлено, что изменение толщины протектора в некоторых пределах (меньших диаметра подпора D) не сказывается заметным образом на форме регистрируемых сигналов, так что усредненное по площади датчика давление на контактной поверхности преграды и ударника можно в принципе получить экстраполяцией на нулевую толщину протектора.

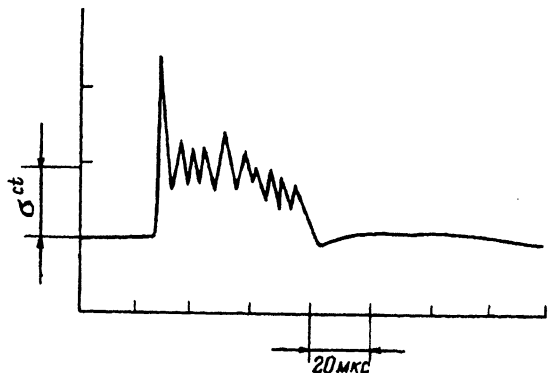


Рис. 1. Оциллограмма импульса контактного давления при ударе алюминиевым стержнем диаметром 7.6 мм и длиной 30 мм со скоростью 180 м/с.

Во втором способе регистрация усилий осуществлялась с помощью стандартных тензометрических датчиков, наклеенных на боковую поверхность стержня на расстоянии ~ 4 диаметров от нагружаемого торца, при этом опытами проверено, что изменение положения датчиков по длине стержня не сказывается на форме регистрируемых импульсов, а затухание импульса по мере его распространения вдоль стержня пренебрежимо мало. Ясно, что при этом способе регистрируемый сигнал пропорционален полному усилию при торможении ударника.¹

Регистрация сигналов от датчиков производилась с помощью запоминающих стандартных осциллографов. Опыты показали полную идентичность формы регистрируемых этими двумя способами сигналов при ударах в сопоставимых условиях, одинаковым также остается вид зависимостей импульсных характеристик от условий удара. Следовательно, небольшое различие в упругой реакции двух типов преград не оказывает существенного влияния на процесс торможения ударника и сами преграды с хорошей точностью можно считать моделями жесткой "стенки".

Результаты опытов и их обсуждение

Систематические измерения силовых импульсов при ударах цилиндрических стержней показали, что регистрируемые импульсы имеют обычно нерегулярный, колебательный характер, особенно ярко выраженный при "промежуточных" скоростях удара v_0 , — в области "перехода" от квазиупругого удара к развитому пластическому течению. С повышением скорости удара колебательный характер импульсов постепенно "вырождался" и импульс приобретает форму узкого интенсивного пика — "нестационарного предвестника", соответствующего начальной стадии процесса, переходящего в почти горизонтальный длинный участок, относящийся к условно стационарной, квазиустановившейся стадии процесса растекания ударника (рис. 1). "Вырождение" колебательного характера импульсов при одновременном уменьшении крутизны переднего фронта импульса и амплитуды нестационарного предвестника наблюдается также при постепенном увеличении конусности головной части ударника; квазистационарный участок импульса при этом сохраняется практически без изменений.

¹ В [6] предложен "дифференциальный" метод регистрации усилий, позволивший определять распределение давлений на контактной поверхности ударника и преграды.

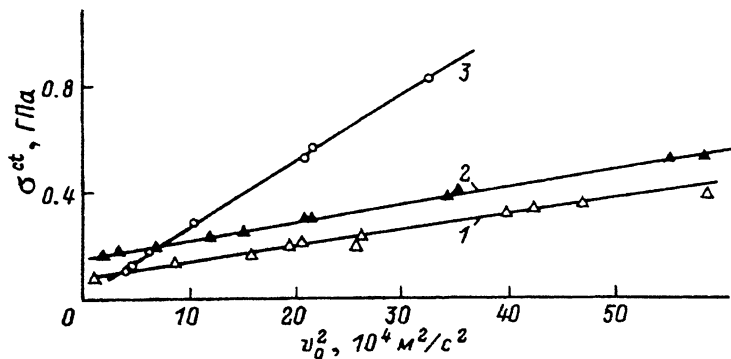


Рис. 2. Зависимости средних контактных давлений (при пересчете на начальное сечение) на квазистационарной стадии от квадрата скорости удара для стержней из алюминия АДО (1), дюралюминия D16 (2) и свинца Рb (3).

Закономерности проявления нестационарного предвестника и колебательного характера импульсов при ударах стержней с плоским торцем, их физическая природа обсуждается в [7]. В настоящей работе основное внимание уделено закономерностям деформирования ударников на квазистационарной стадии процесса, соответствующей горизонтальному “плато” силового импульса. При наличии колебаний определение интенсивности (напряжения) квазистационарного участка импульса производилось путем усреднения колебаний, как показано на рис. 1.

На рис. 2 показаны полученные из опытов для середины горизонтального “плато” зависимости значений средних нормальных напряжений σ^{ct} на контактной площадке от квадрата скорости удара v_0^2 для разных материалов ударников. Видно, что для области достаточно развитого пластического растекания зависимости $\sigma^{ct}(v_0^2)$ удовлетворительно аппроксимируются прямыми линиями, причем из опытов с разными материалами (рис. 2) следует, что

$$\sigma^{ct} = \sigma_0 + k\rho v_0^2, \quad (1)$$

где k — некоторая константа, зависящая от геометрии опытов, причем при пересчете усилий на начальное сечение ударника $\pi d_0^2/4$ $k \simeq 1/4$.

Величины σ_0 , по смыслу соответствующие динамическим пределам текучести при высоких скоростях деформирования $\dot{\epsilon} \simeq 10^3 \text{ с}^{-1}$, для ряда материалов Al(АДО), D16, Рb, Fe (армко) оказались примерно равными 60, 160, 20, 300 МПа, т.е. достаточно близкими к статическим пределам текучести σ_0^s для указанных материалов. Заметим, что формула (1) вполне аналогична по физическому смыслу так называемым “двучленным” выражениям, учитывающим добавочное к гидродинамическому (ρv_0^2) сопротивление пластическому деформированию твердого тела, известным из теорий проникания [5] и экспериментально впервые обоснованы в [4].

Опыты показали также, что в области относительно небольших скоростей удара — при “переходе” от квазиупругого удара к развитому пластическому течению ($v_0 \lesssim 150 \text{ м/с}$ для Al) имеется начальный участок с зависимостью для горизонтального “плато” $\sigma^{ct} \simeq b\rho v_0^2$, где коэффициент пропорциональности b при пересчете на сечение $\pi d_0^2/4$ $b \simeq 1/4$.

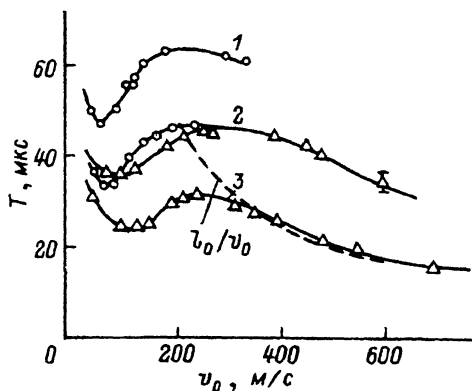


Рис. 3. Зависимости полной длительности импульсов давления от скорости удара алюминиевым стержнем длиной 30 (1), 20 (2) и 10 мм (3) и диаметром 7.6 (треугольники) и 15.5 мм (кружки).

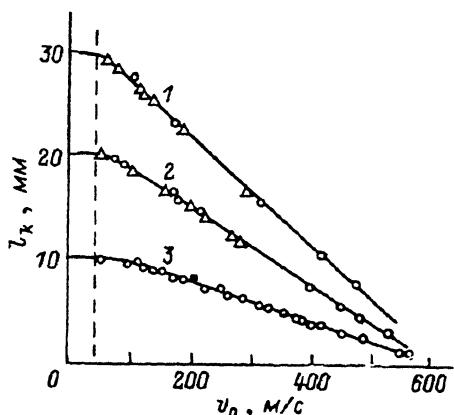


Рис. 4. Зависимости конечной длины ударников из алюминия АДЮ от скорости удара. Начальная длина ударников 30 (1), 20 (2) и 10 мм (3), диаметр 7.6 (кружки) и 15.5 мм (треугольники).

На рис. 3 приведены зависимости полной длительности T импульсов (определялась по “подошве” импульсов) от начальной скорости v_0 для нескольких типов ударников из алюминия АДЮ. Прежде всего видно, что величина T увеличивается практически пропорционально длине ударника l_0 (кривые 1–3) и сравнительно слабо зависит от диаметра d_0 (кривая 2). Сложный ход зависимостей $T(v_0)$ в широком интервале скоростей v_0 не находит объяснения в рамках существующих теорий. Например, хотя при больших скоростях удара ($v_0 \gtrsim 400$ м/с для Al) зависимости $T(v_0) \simeq l_0/v_0$ практически соответствует простому гидродинамическому растеканию ударника на преграде подобно жидкости (рис. 3, штриховая линия для $l_0 = 10$ мм), однако полного растекания при этих скоростях еще не наблюдается (рис. 4).

Сходные по виду зависимости $T(v_0)$ получены нами и для ударников из других материалов, естественно, с другими абсолютными значениями T и характерными областями скоростей уменьшения и роста величины T . Ниже предложено теоретическое описание указанных зависимостей.

Исторически первой теорией динамического деформирования твердого тела можно считать теорию Кармана–Тейлора–Рахматулина, постулирующей существование пластических “волн нагружения” (напряжения); термин “пластический” здесь понимается в узком смысле как относящийся к деформированию именно твердого тела. Те или иные модификации этой теории — теории типа “единой кривой $\sigma(\varepsilon)$ динамического деформирования” до настоящего времени привлекаются для анализа экспериментальных данных [2]. Например, анализ конечной формы стержней после удара о жесткую преграду часто производится [2,5,8,9] по формулам типа

$$l_k/l_0 = \left(1 - \frac{h_k}{l_0}\right) \exp\left(-\frac{\rho v_0^2}{2\sigma_{\partial}}\right) + \frac{h_k}{l_0}, \quad (2)$$

где l_0 и l_k — начальная и конечная длины стержня, h_k — конечная длина недеформированной части стержня, ρ и σ_{∂} — плотность и предел текучести материала ударника.

Формулы типа (2) выводятся из представлений о торможении материала ударника на уровне напряжений σ_{∂} на фронте пластической волны, распространяющейся по материалу с некоторой определенной скоростью, отличающейся от скорости ударника v_0 .

На рис. 4 представлены зависимости $l_k(v_0)$ для некоторых типов ударников из алюминия АДО, полученные в наших опытах, практически прямолинейные в широкой области скоростей. Обращает на себя внимание наличие двух характерных особенностей зависимостей, не описываемых формулой (2): 1) экстраполяция при $v_0 \rightarrow 0$ дает значения $l_k = l^* > l_0$ (согласно опыту, $h_k \rightarrow l_0$) и 2) экстраполяция $l_k \rightarrow 0$ ($h_k \rightarrow 0$) имеет место при $v_0 \sim 600$ м/с для различных типов ударников из АДО. Значения σ_{∂} , определенные по полученным данным согласно формуле (2) (значения h_k также определялись на опыте), оказались близкими к известным из литературы [8,9] и также значительно (до нескольких раз) превосходящими значения статических напряжений деформирования, например, для алюминия АДО $\sigma_{\partial} \simeq 180-200$ МПа. Важно также отметить, что значения σ_{∂} , определенные для двух диаметров ударников (7.6 и 15.55 мм) существенно (до полутора раз) отличались в силу различия значений h_k (при промежуточных скоростях).

Большие значения σ_{∂} , установленные и для других материалов, привели к распространению представлений о существенном повышении напряжений деформирования (пределов текучести) для твердых тел в динамических условиях по сравнению со статическими; физическая природа такого повышения обычно не обсуждается. Не отрицая, конечно, возможности некоторого повышения сопротивления деформированию за счет вязкостных сил (например, по дислокационному механизму), отметим, что столь сильное и в особенности резкое возрастание величин σ_{∂} при скоростях деформирования $\dot{\epsilon} \gtrsim 10^3$ с⁻¹ вызывает сомнения в правильности формул типа (2). Анализ оснований теорий единой кривой $\sigma(\epsilon)$ динамического деформирования показывает, что понятие “пластических волн нагружения” нуждается в существенной коррекции, поскольку при общепринятом выводе для скорости c_p парциальных пластических волн

$$c_p = \sqrt{\frac{d\sigma(\epsilon)}{\rho d\epsilon}}$$

в линейной постановке задачи пренебрегается как поперечным (радиальным) движением материала, всегда достаточно интенсивным в силу условия пластического деформирования $\rho \simeq \text{const}$, так и полным поглощением энергии пластического возмущения. В последнем смысле пластические волны напряжений не удовлетворяют фундаментальному признаку волнового движения — обратимости (хотя бы и неполной) потенциальной составляющей энергии волны. Авторы полагают, что учет этих обстоятельств приведет к тому, что распространение “пластического” возмущения по материалу следует описывать не волновыми (гиперболическими по форме), а диффузионными (параболическими) дифференциальными уравнениями, как это имеет место при течениях жидкости [10]. Ниже приведен пример такого подхода.

Другая группа теорий — теории вязкопластического деформирования твердого тела [2] связывает наблюдаемое увеличение усилий при росте скорости деформирования только с вязкими силами. Например, согласно известному уравнению Малверна, для скорости $\dot{\epsilon}$ деформирования

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{E} + \frac{\sigma - \sigma_0}{\mu} \quad (3)$$

(E — модуль упругости; μ — вязкость; σ_0 — параметр теории, имеющий смысл предела текучести) в стационарном режиме $\dot{\sigma} = 0$ получается $\sigma = \sigma_0 + \mu\dot{\epsilon}$. Эти теории в силу своей дупараметричности обладают большими возможностями описания экспериментальных результатов. Однако если принять, как обычно, $\sigma_0 = \sigma_0^s$, то это приводит к малооправданному, по нашему мнению, высоким значениям вязкости μ для твердых тел — до 10^5 П и более, определяемым из опытных данных, например по динамическому деформированию распротраненных металлов [11]. Предполагая обычную физическую природу этого коэффициента переноса, едва ли можно объяснить столь сильное ($10^6 - 10^7$) его изменение, если иметь в виду почти одинаковые силы взаимодействия и ближний порядок для веществ в жидком и твердом состояниях. Например, значительно более глубокое изменение агрегатного состояния жидкость-газ (пар) меняет значение (кинематической) вязкости не более чем на порядок величины.

С нашей точки зрения, обе указанные группы теорий, исходящие обычно из линейного, одномерного рассмотрения задачи пластического деформирования, не учитывают влияния гидродинамических сил, необходимо возникающих при динамическом пластическом деформировании вследствие инерции (покоя) поперечного (радиального) движения; как уже упоминалось, это движение всегда сравнимо по интенсивности с продольным в силу условия пластического деформирования $\rho \simeq \text{const}$.

Рассмотрим влияние гидродинамических эффектов на примере анализа описанных выше результатов опытов по удару цилиндров. Независимо от агрегатного состояния вещества ударяющего тела полная контактная сила при его торможении на жесткой преграде равна

$$F = \frac{d}{dt} \left(\int_V \rho v dV \right) = \rho v_V \frac{dV}{dt} + \rho \int_V \dot{v} dV, \quad (4)$$

где $V = \int_l S dl$ — объем тела; v_V — средняя скорость движения границ тела, вызывающих “расход” объема (фактически массы материала, приобретающей нулевую скорость).

Для определения $v(t)$ и $l(t)$ отметим надежно установленный факт, что торможение тыльного недеформируемого конца стержня достаточной длины l происходит за счет упругих разгрузок на уровне (динамического) предела текучести σ_0 [12], так что $\Delta v = -2\sigma_0/\rho c$ за время $\Delta t = 2l/c$ ($c \gg v$) одного отражения (c — скорость продольных волн в стержне). Отсюда уравнение торможения тыльного конца стержня

$$\dot{v} = -\dot{l} = -\frac{\sigma_0}{\rho l} \quad (5)$$

при начальных условиях $v(0) = v_0$, $l(0) = l_0$. Тогда полная контактная сила для квазистационарной стадии ($v = v_V$, $\frac{dV}{dt} = S_0 l = -S_0 v$) торможения

$$F = S_0(\rho v^2 + \sigma_0), \quad (6)$$

где для горизонтального "плато" на импульсах можно принять $i \simeq T/2$ и $v = v(T/2) \approx \frac{1}{2}v_0$.

При выводе (6) на основании выражения (4) предполагается, что торможение материала упругими волнами в головной растекающейся части ($S > S_0$) происходит на примерном уровне $\sigma_0(S_0/S)$ ($\Delta v \simeq -(2\sigma_0/\rho c)(S_0/S)$). Заметим, что слагаемое с σ_0 в (6), описывающее, наоборот, повышение сопротивления деформированию твердого тела по сравнению с жидкостью (ρv^2), имеет не локальный, а интегральный характер и связано с наличием свободной, "разгрузочной" тыльной поверхности (аналогичное замечание с учетом более сложной геометрии явления можно сделать и в отношении двучленных формул для сопротивления твердых сред прониканию в них ударников [4,5]).

Таким образом, согласно (6), торможение ударника в квазистационарном режиме можно в каждый момент времени в среднем рассматривать как суперпозицию процессов торможения упругими волнами на уровне σ_0 (от v до $v - (2\sigma_0/\rho c)$) и гидродинамического торможения в головной части (от $v - (2\sigma_0/\rho c)$ до $v = 0$) за счет условного "расхода" массы ($dV/dt \neq 0$). Решения уравнений (5) имеет вид

$$l_y/l_0 = \exp \left[-\frac{\alpha^2}{2} \left(1 - \frac{1}{\alpha^2} \right) \right], \quad (7)$$

$$T_y = \frac{l_0}{v} \alpha e^{-\alpha^2/2} \int_1^\alpha e^{x^2/2} dx, \quad (8)$$

где $\alpha^2 = (\rho v^2)/\sigma_0$, здесь "конечное" состояние торможения по рассмотренному механизму ($\rho v_0^2 = \sigma_0$) обозначено индексом y .

Формула (7) является аналогом формулы (2), хотя и выведенным из других соображений, и также приводит к повышенным значениям σ_0 , определяемым по опытным данным (рис. 4). Существо вопроса заключается в том, что выражения (7) и (8) необходимо дополнить учетом вклада сугубо нестационарной стадии срабатывания ударника — гидромеханического условного "расхода" массы для образования квазистационарной головной части.² Этот механизм срабатывания определяет основной вклад в укорочение ударника и полное время взаимодействия T при скоростях удара v_0 , удовлетворяющих условию $\rho v_0^2 \lesssim \sigma_0$. Процесс образования головной растекающейся части ударника можно представить как результат диффузии вектора вихря $\vec{\omega}$ от источника

² Учет влияния нестационарных стадий деформирования необходим при анализе опытных данных и для других динамических методик. Например, для разрезного стержня Гопкинсона это приводит к существенной корректировке базовых уравнений метода.

завихренности — контактной поверхности вдоль стержня [13]. В силу осесимметричности задачи для единственной компоненты вихря

$$\omega = \omega_\varphi = \frac{\partial v_r}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial r}$$

имеем одномерное уравнение диффузии

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} - D \frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial x^2} = 0,$$

где $\bar{\omega}$ — среднее по сечению значение вихря, $D = \mu/\rho$ — коэффициент диффузии.

Принимая упрощающее приближение плоских сечений $v = \text{const}(r)$, из уравнения неразрывности для радиальной компоненты скорости имеем

$$v_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial v}{\partial x},$$

отсюда

$$\bar{\omega} = \frac{\partial \bar{v}_r}{\partial x} = -\frac{R}{3} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}.$$

Тогда из решения уравнения диффузии

$$\bar{\omega} = \frac{A}{\sqrt{Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{\sqrt{2Dt}}\right)$$

(A — параметр, определяемый из начальных условий) можно получить выражение для распределения скорости в головной части

$$v(x, t) = -v_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\beta - 2 \int_0^\beta \Phi(\beta) d\beta \right), \quad \beta = \frac{x}{\sqrt{2Dt}}, \quad (9)$$

удовлетворяющее начальному $v(x, 0) = -v_0$ и граничным $v(0, t) = 0$, $v(\infty, t) = -v_0$ условиям; $\Phi(\beta)$ — интеграл вероятностей. Переходя в (9) к лагранжевой переменной $l(t)$, получаем выражение для скорости тыльной, недеформированной части стержня

$$v(l_0, t) \simeq v_0^2 \sqrt{\frac{\pi t}{D}} - v_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\beta_0 - \int_0^{\beta_0} \Phi d\beta \right), \quad \beta_0 = \frac{l}{\sqrt{2Dt}}. \quad (10)$$

Формулы (9) и (10) дают возможность оценки соответственно величины срабатывания Δl_r ударника при образовании головной растекающейся части из кинематического условия стационарности $\partial x / \partial t = \sqrt{D/2t} = v_0$

$$\Delta l_r = \int_0^\infty \left[\frac{v_0}{v(xv_0)} - 1 \right] dx \simeq D/2v_0, \quad (11)$$

и времени “гидродинамического торможения” T_r из условия $v(l_0, T_r) \simeq 0$

$$T_r \simeq \frac{l_0}{6v_0} \left(1 + \frac{1}{3} \sqrt{\frac{D}{l_0 D_0}} \right). \quad (12)$$

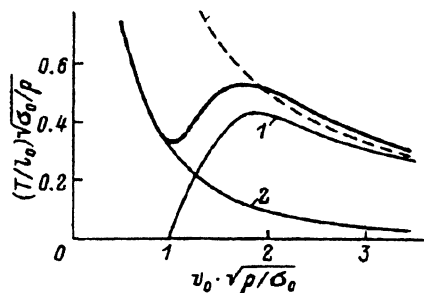


Рис. 5. Расчетные зависимости длительностей от скорости удара о жесткую преграду пластичным стержнем для квазиустановившейся (1) и нестационарной (2) стадий процесса. Жирная линия — полная длительность процесса, штриховая линия — простое приближение растекания струи жидкости.

В формулах (11) и (12) для простоты конечная скорость гидродинамического срабатывания $v_r = \sigma_0/(\rho c)$ (упругий удар) принята равной нулю, поскольку в опытах $v_0 \gg v_r$ ($v_r \approx 7$ м/с для алюминия).

Выражения (7) и (11) в сумме дают величину полного срабатывания $l_k = l_y - \Delta l_r$ и более точно описывают прямолинейный характер эмпирических зависимостей рис. 4 (в силу наложения кривизны разных знаков). Линейная экстраполяция зависимостей l_k/l_0 от скоростей $\sim 200-400$ м/с при $v_0 \rightarrow 0$ дает оценку коэффициента диффузии $D \approx 0.2-0.4$ м/с и соответственно вязкости $\mu \approx 0.6-1 \cdot 10^4$ П для алюминия АД0; для дюралюминия D16 из аналогичных зависимостей получены значения $D \approx 0.3-0.7$ м/с и $\mu \approx 1-1.7 \cdot 10^4$ П. Тогда определяемые из зависимостей $l_k/l_0(v_0)$ значения предела текучести слабо изменяются на всем интервале скоростей и более близко соответствуют величине статического предела текучести σ_0^s . В частности, для алюминия $\sigma_0^s \approx 50-70$ МПа, а экстраполяция при $l_k \rightarrow 0$ ($v_0 \approx 600$ м/с) дает значение $\sigma_0 \approx 80-90$ МПа.

Зависимости (8) и (12) приведены в относительных координатах на рис. 5 (соответственно кривая 1 и кривая 2 для $D \sim 1$ м/с и $l_0 = 10$ мм). Совмещая обе зависимости, получаем кривую полного времени взаимодействия $T(v_0)$ для всего интервала скоростей удара v_0 : видно, что эта кривая (жирная линия) вполне адекватно описывает особенности экспериментальных зависимостей (рис. 3). В области относительно низких скоростей $v_0 \lesssim \sqrt{\sigma_0/\rho}$ время T определяется временем гидродинамического торможения T_r , это отвечает приближению квазистационарности $\dot{v} \approx 0$ в выражении (4), поэтому контактная сила F определяется главным образом “расходом” массы $F \approx \rho v_0^2 S_0$. Для оценки можно принять $v = v(T/2) \approx v_0/2$, тогда $F \approx 1/4 \rho v_0^2 S_0$, что отвечает установленному выше на опыте переходу от зависимости типа (6) к зависимости $F \sim \rho v_0^2$ при уменьшении скорости v_0 .

Оцененные выше величины вязкости μ имеют довольно большие значения (но несколько меньшие, чем приведенные в [11]). Это обусловлено тем, что при растекании ударника диссипация энергии происходит не только за счет тепловых потерь, но также за счет латентной внутренней энергии, запасаемой при переводе вновь поступающих в зону деформирования масс материала в жидкоподобное состояние пластического течения. Соответственно вязкость приобретает смысл эффективной величины

$$\mu \approx \mu_0 + \frac{\sigma_0}{2e_{xr}},$$

где μ_0 — “истинная” (тепловая) вязкость, $e_{xr} \approx \Delta v/R$ — средняя по сечению скорость деформирования (Δv — изменение массовой скорости, обеспечивающее перевод в пластическое состояние).

Вблизи фронта головной части, где собственно и происходит указанный процесс, $R \cong R_0$ и можно положить $\Delta v \approx v_y = \sqrt{\sigma_0/\rho}$ из установленного условия примерного соответствия динамических напряжений (сдвига) статическим, поэтому

$$e_{xr} \approx \frac{1}{R_0} \sqrt{\frac{\sigma_0}{\rho}}.$$

Можно также полагать, что $\mu_0 \sim 10^{-1}$ П для твердого состояния большинства материалов, тогда имеем оценку величины эффективной вязкости

$$\mu \approx \frac{R_0}{2} \sqrt{\rho \sigma_0}. \quad (13)$$

Указанная оценка практически совпадает с определенными выше значениями вязкости (для алюминия и дюралюминия).

Таким образом, учет гидродинамических эффектов деформирования позволяет описать основные закономерности процесса торможения стержней при ударе о жесткую преграду, даже не прибегая к точному решению соответствующей двумерной задачи. Косвенным образом двумерность учитывается здесь вязкостными составляющими, при этом, согласно оценке (13), рассмотренная выше модель становится по существу однопараметрической, а единственный “свободный” параметр σ_0 оказывается в соответствии с опытом близким к статическому пределу текучести σ_0^s . Можно полагать, что особенности рассмотренного подхода будут полезны и при анализе других задач динамического деформирования твердых тел.

В заключение авторы выражают благодарность Г.С. Пугачеву за постоянный интерес к работе и плодотворную критику ее результатов, А.И. Козачуку за любезное предоставление в наше распоряжение недостающих данных по скоростной зависимости динамических усилий при ударах цилиндров по закаленному стержню.

Список литературы

- [1] Разматулин Х.А. // ПММ. 1959. Т. 23. № 3. С. 419–424.
- [2] Николас Т. Динамика удара. М.: Мир, 1985. С. 49–109.
- [3] Мальверн Л. // Механика. 1952. № 1. С. 153–161.
- [4] Витман Ф.Ф., Степанов В.А. Некоторые проблемы прочности твердого тела. М.; Л.: Наука, 1959. С. 207–221.
- [5] Алексеевский В.П. // ФГВ. 1966. Т. 1. № 2. С. 99–106.
- [6] Емельянов Ю.А., Козачук А.И., Орлов А.В. // Проблемы прочности. 1992. № 8. С. 52–56.
- [7] Емельянов Ю.А., Козачук А.И., Пугачев Г.С. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 12. С. 56–62.
- [8] Уилкинс М.Л., Гуинан М.У. // Механика. 1973. № 3. С. 112–128.
- [9] Полосаткин Г.Д., Кудряцева Л.А., Глазков В.М. // Изв. АН СССР. Сер. Металлы. 1966. № 5. С. 121–124.
- [10] Бетчелор Дж. Введение в динамику жидкостей. М.: Мир, 1973. 758 с.
- [11] Степанов Г.В. Упругопластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок. Киев: Наукова думка, 1979. 268 с.
- [12] Витман Ф.Ф., Иоффе Б.С., Пугачев Г.С. // ФММ. 1963. Т. 10. № 3. С. 435–444.
- [13] Седов Л.И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1970. Т. 2. 568 с.