

05;12

©1994 г.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПЛОСКОМ УДАРЕ ДЕФОРМИРУЕМОГО ТЕЛА

Ю.А.Емельянов, А.И.Козачук, Г.С.Пугачев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 8 февраля 1994 г.)

Экспериментально исследовалось нестационарное деформирование твердых и мягких пластичных тел при ударе стержня. В рамках гидродинамики дан анализ наблюдаемых эффектов.

Введение

Неустановившиеся процессы динамического деформирования конденсированных сред трудны для анализа из-за сложности в общем случае уравнений движения и в силу недостаточной определенности уравнений состояния отдельных сред. Теоретический анализ неустановившихся движений, доведенный до конечных выводов, известен в основном для простых одномерных задач; в качестве моделей среды привлекались гидродинамическая модель, теория единой кривой динамического деформирования и теория вязкопластического деформирования, для твердых тел в последних двух случаях [1,2]. Однако условие пластического деформирования для плотности среды $\rho \simeq \text{const}$ означает фактически сравнимость в целом “поперечных” движений с “продольными”, и поэтому одномерное приближение является весьма неточным и недостаточным для динамического деформирования.

Удар тела конечных размеров о преграду служит примером неустановившегося движения. При этом если для стержня достаточной длины часто можно выделить стадии квазистационарного деформирования как стержня, так и преграды, то начальный этап процесса при соприкосновении с преградой является сугубо нестационарным. В работе на примере удара цилиндрического стержня изучены некоторые закономерности нестационарного деформирования и дано приближенное описание наблюдаемых эффектов.

Использовались две схемы опытов ударного взаимодействия. В первом случае производился удар по нормали к плоской поверхности массивного блока из закаленной стали с деформированием только ударника. Материалом ударников служили мягкий алюминий АДЮ, дюралюминий D16, свинец, медь. Ударники представляли собой цилиндры с плоскими торцами двух диаметров $d_0 = 7.6$ и 15.5 мм и разной длины $l_0 = 10, 20, 30$ и 40 мм. В отдельных случаях головная часть ударников делалась конусообразной.

Во втором случае удар недеформируемым цилиндром ($d_0 = 7.6$ и $l_0 = 10$ и 20 мм) производился по слою мягкой пластичной среды, помещенному на подпоре из твердой стали. Материалом слоя служили жидкий вазелин, пластилин или резина, толщины слоев 3–10 мм. Ударник внедрялся в среду слоя практически не доформируясь до контакта с подпором (с последующим деформированием на поверхности подпора).

В обоих случаях с помощью датчиков давления производилась регистрация импульсов давления, возникающих в процессе удара. Датчики представляли собой конденсаторы на основе прочной полиамидной пленки 60 мкм с напыленными металлическими обкладками диаметром 5–6 мм. Датчики тарировались в динамическом режиме; определенная таким образом чувствительность датчиков равнялась 1.6 В/МПа при постоянном напряжении на датчике $U = 450$ В. При второй схеме опытов датчик помещался за слоем среды, на поверхности подпора по оси удара. При первой схеме опытов датчик во избежание его разрушения располагался за тонким протектором из закаленной стали с обеспечением акустического контакта по плоскости между протектором и стальным блоком. При этом было установлено, что протектор, снижая величину давления в плоскости расположения датчика, не изменяет сколь-нибудь заметным образом форму действующего импульса.

Метание ударников осуществлялось с помощью пороховой и газовой баллистических установок. Начальная скорость удара изменялась от 50 до 500 м/с и определялась с помощью электромагнитного измерителя скорости с погрешностью не более 2%. Сигнал от измерителя скорости использовался также для синхронизации запуска осциллографа, регистрирующего импульс от датчика давления.

Результаты и их обсуждение

Рассмотрение полученных импульсов давления при широкой вариации условий опытов, проведенных по первой схеме, позволило выявить ряд общих закономерностей процесса. На рис. 1 для примера приведен ряд характерных зарегистрированных импульсов. Общее свойство наблюдаемых профилей давления — наличие в них колебательного процесса. Этот факт не описывается в принципе упомянутыми выше теориями динамического деформирования и до настоящего времени, насколько нам известно, систематически не исследовался.

Опыты показали, что колебательный характер импульсов давления наиболее ярко выражен для разных материалов в области скоростей

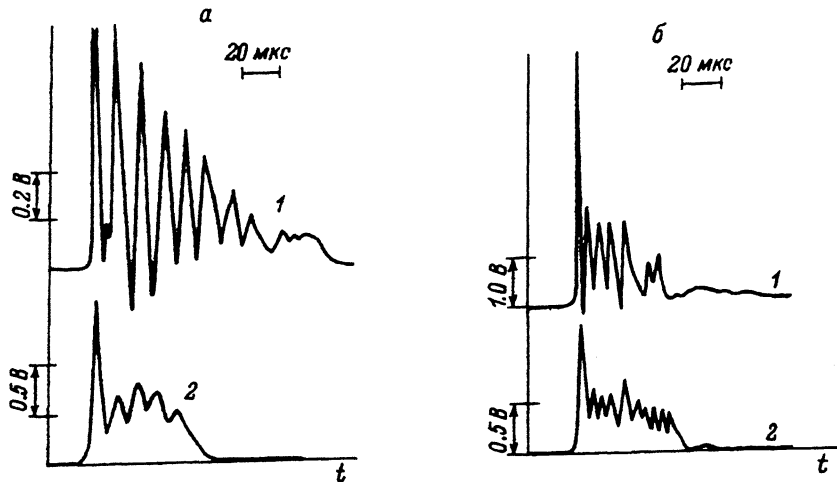


Рис. 1. Профили импульсов давления на контактной поверхности при ударе свинцовым (а) и алюминиевым (б) стержнями диаметром 7.6(а, 6,2) и 15.5 мм(б,1) и длиной 10(а,1,2), 20(б,1) и 30 мм(б,2), конус головной части с углом 170° . Скорости удара 110(а,1), 200(а,2), 220(б,1) и 180 м/с(б,2).

удара v_0 , отвечающих “переходу” от квазиупругого соударения к развиту пластическому течению при ударе, а также для большего диаметра ударников (рис. 1,б). По мере увеличения начальной скорости удара колебательный характер импульса постепенно “вырождается” и импульс приобретает форму узкого интенсивного “нестационарного предвестника” с последующей почти горизонтальной, квазистационарной “полкой” с длительностью, пропорциональной длине ударника. В случаях наличия конусности головной части ударника также происходит вырождение колебаний, но при одновременном уменьшении крутизны переднего фронта импульса и интенсивности нестационарного предвестника вплоть до исчезновения последнего при $h_k \approx v_0 \cdot T_H$ (h_k — высота конуса, T_H — длительность предвестника).

Период осцилляций T_k импульсов, как оказалось, не зависит от длины l_0 ударников и увеличивался более чем в два раза при увеличении диаметра от 7.6 до 15.5 мм (рис. 1,б); последнее однозначно указывает на связь осцилляций с поперечной модой движения. В экспериментах также обнаружена тенденция к увеличению периода T_k при уменьшении скорости v_0 . В ряду материалов Al, D16, Cu и Pb период T_k составляет около 3.4, 3.1, 3.7 и 11 мкс соответственно для диаметра ударника 7.6 мм и скоростей $v_0 \sim 150-250$ м/с при плоской головной части ударника; этот ряд значений указывает в целом на важную роль в наблюдаемом колебательном процессе свойств пластичности (Pb) и относительно слабое влияние прочностных свойств материала ударника (Al-D16). В среднем величина T_k для различных условий принимает значения в интервале $R_0/C_2 < T_k < R_0/v_0$, где R_0 — начальный радиус ударника, c_2 — скорость сдвиговых волн в материале.

Форма импульсов с нестационарным предвестником и последующей квазистационарной стадией при повышенных скоростях удара обсуждалась ранее, например в [3], однако длительность нестационарной стадии связывалась с упругими разгрузками по диаметру ударника

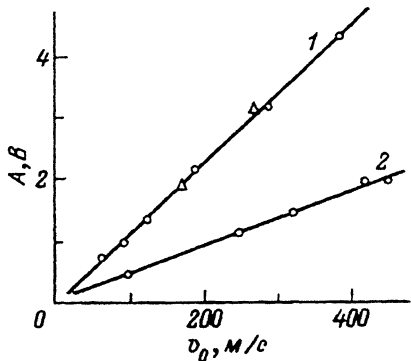


Рис. 2. Зависимость амплитуды нестационарного предвестника от скорости удара алюминиевым стержнем диаметром 7.6 мм и длиной 20 (кружки) и 30 мм (треугольники) при толщинах защитного протектора 3.5(1) и 8 мм(2).

$T_H \approx d_0/c$, где c — скорость упругих волн. Фактическая длительность T_H на опыте оказалась примерно равной длительности периода T_k обнаруженных колебаний, т.е. значительно больше вышеуказанной. Зависимость амплитуды A нестационарного предвестника от скорости v_0 при двух толщинах защитного протектора показана на рис. 2 для алюминия. Видно, что величина A прямо пропорциональна v_0 , что соответствует волновой теории упругого плоского удара.

Может показаться, что описанные нестационарные эффекты деформирования при ударе — колебательный характер импульсов давления, наличие нестационарного предвестника, их зависимость от условий соударения связаны главным образом с прочностью и пластичностью материалов ударника, иными словами, определяются их твердым агрегатным состоянием. Для решения этого вопроса были проведены опыты по второй схеме — удар недеформируемым твердым цилиндром с плоским торцем по легкодеформируемым средам. На рис. 3 показаны некоторые типичные импульсы, полученные в этих опытах. Видно, что плоский проникающий удар также характеризуется (до контакта с подпором) колебательными импульсами давления. При этом величина периода колебаний T_k и ее изменения при вариации условий опытов оказались в целом подобными описанным выше для первой схемы опытов. Здесь, как и в первом случае, также просматривается некоторая тенденция к “вырождению” колебательного характера импульсов с ростом начальной скорости удара v_0 (рис. 3).

Эти результаты убедительно показывают, что колебательный характер движения при ударе по легкодеформируемой, в том числе жидкой, среде и при ударе твердым ударником по жесткой преграде имеет одинаковую природу, а именно обусловлен поперечными пластическими движениями вещества среды или ударника. Можно представить следующее течение процесса: возникающие в начале соударения высокие давления вызывают ускоренное поперечное движение некоторой массы вещества, инерция которого обуславливает уменьшение давлений вблизи оси удара до уровня ниже стационарного значения, вплоть до отрицательного давления (рис. 1, а). Последнее приводит к возникновению ускоренного “обратного” радиального движения вплоть до восстановления исходного состояния (в эйлеровой системе координат), и процесс повторяется. Нетрудно видеть, что при отсутствии диссипации энергии этот процесс может отвечать незатухающим колебаниям давления на контактной поверхности.

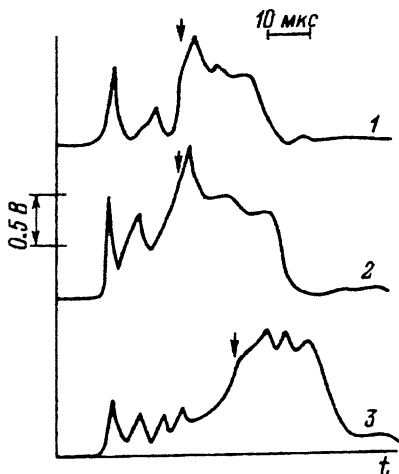


Рис. 3. Профили импульсов давления на подпоре при ударах твердым стержнем (диаметр 7.6 мм, длина 10 мм) по слою жидкого вазелина (1,2) и резины (3) со скоростью 160(1), 320(2) и 140 м/с(3). Толщина слоя, мм: 1-3, 2 — 6, 3 — 45. Стрелками на рисунке указан момент времени касания ударником поверхности подпора.

В гидродинамическом приближении с учетом вязких сил указанную картину процесса можно попытаться описать уравнениями Навье-Стокса. В осесимметричной постановке $x, r \geq 0$ эти уравнения в эйлеровых координатах имеют вид

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v \frac{\partial v_r}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + v_r \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right), \quad (2)$$

где $v = v_x$ и v_r — осевая и радиальная компоненты скорости, μ — вязкость, начальное условие $v(x, t=0) = v_0$.

Для упрощения будем считать жидкость несжимаемой $\rho = \rho_0 = \text{const}$ ($v \ll c$) и принимаем гипотезу плоских сечений $v = \text{const}(r)$. Тогда из уравнения неразрывности

$$\frac{\partial(rv_r)}{\partial r} + r \frac{\partial v}{\partial x} = 0$$

имеем

$$v_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial v}{\partial x} \quad \text{и} \quad vR^2 = v_0 R_0^2, \quad (3)$$

где $R = R(x)$, и второе равенство — интегральный вариант сохранения массы в квазистационарном приближении. Интегрируя (1) с учетом (3) и усредняя давление $P(r)$ по площади πR^2 , получаем

$$P/\rho = -\frac{R^2}{8} \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + v \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^3 v}{\partial x^3} \right].$$

Подставляя это выражение в (2), при учете (3) получаем одномерное приближение задачи, учитывающее также и влияние поперечной моды приближения

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{v_0 R_0^2}{8} \frac{\partial^3 v}{\partial x^3} + \frac{v_0 R_0^2}{8} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} - \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^3 v}{\partial x^3}}{v} \right). \quad (4)$$

Последнее слагаемое в (4) можно рассматривать как возмущение основной моды движения ввиду его малости (за исключением, возможно, некоторых особых точек $x; t$). Тогда, вводя безразмерные переменные $u = v/v_0$, $\tau = tv_0/R_0$, $\xi = x/R_0$, приходим к уравнению Кортевега-де-Вриза-Бюргера

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial \xi} = R_e^{-1} \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + \Omega^{-2} \frac{\partial^3 u}{\partial \xi^3}, \quad (5)$$

где $R_e = (\rho v_0 R_0)/\mu$ — число Рейнольдса, $\Omega \approx \sqrt{8}$ — частотный фактор.

Полная карта численных решений (5) для произвольных диссипативного R_e и дисперсионного Ω параметров приведена в [4] и включает как волны без осцилляций, в том числе ударные, так и волны с осциллирующим профилем, в том числе (квази) солитоны, в зависимости от величины и соотношения параметров R_e и Ω . Наблюдаемая в опытах тенденция к изменению формы импульсов в целом соответствует расчетным данным. В случае заведомо осциллирующего профиля импульса из соответствующего дисперсионного соотношения для уравнения (4) можно, в частности, получить приблизительную оценку для периода T_k колебаний

$$T_k \approx \frac{R_0}{v_0} \left(3 + \frac{16\mu}{\rho v_0 R_0} \right)^{-1/2}. \quad (6)$$

Формула (6) удовлетворительно отражает наблюдаемую зависимость T_k от условий опытов и для жидкостей ($\mu \sim 10^{-2}$ П) дает значения $T_k \approx 0.5 R_0/v_0$, близкие к опытным (жидкий вазелин; рис. 3).

В отношении твердых пластичных тел важно отметить, что значения вязкости определяются не только диссипацией энергии собственно при течении, но также и диссипацией энергии за счет "перевода" удельного объема тела в состояние пластического деформирования. Иными словами, эффективное значение вязкости μ_{eff} для твердых тел следует определять как

$$\mu_{\text{eff}} \approx \mu + \frac{\sigma_t}{\dot{\epsilon}},$$

где σ_t — предел текучести материала, $\dot{\epsilon}$ — скорость пластического деформирования, μ — "истинное" значение вязкости.

Второе слагаемое в этом выражении, примерно равное $\sigma_t R_0/v_0$, учитывает в первом приближении поглощение энергии при "возбуждении" пластических мод движения. Можно предполагать, что $\mu \sim 10^{-1}$ П ($\mu \sim 10^{-2}$ П для жидкого состояния большинства материалов), тогда $\mu_{\text{eff}} \approx \sigma_t R_0/v_0$ для обычных значений $R_0 \sim 10^{-2}$ м и $v_0 \sim 10^2$ м/с

($\mu_{\text{эф}} \sim 10^{3-4}$ П для металлов) и величины T_k принимают, согласно (6), более низкие значения для твердых тел по сравнению с жидкими (рис. 1).

Таким образом, гидродинамический подход позволяет вполне удовлетворительно описать наблюдаемые эффекты квазиколебательного деформирования при ударах как жидких, так и твердых пластичных тел. Нетрадиционный для гидромеханики прием сведения двумерной задачи неустановившегося движения к уравнению Кортевега-де-Вриза-Бюргера оказался полезным упрощением для общего анализа процесса растекания. В заключение отметим, что при определении интенсивности нестационарного предвестника необходимо учитывать волновые свойства вещества ($\rho \neq \text{const}$), однако релаксация предвестника также обусловлена поперечной модой движения материала и в основном может описываться в рамках указанного подхода.

Список литературы

- [1] Сагомонян А.Я. Волны напряжений в сплошных средах. М., 1985. 416 с.
 - [2] Николас Т. // Динамика удара. М.: Мир, 1985. С. 47-109.
 - [3] Златин Н.А. // Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974. С. 194-240.
 - [4] Энгельбрегт Ю.К., Нигул У.К. Нелинейные волны деформации. М.: Наука, 1981. 256 с.
-