

## О ВЫСОКОСКОРОСТНОМ СОУДАРЕНИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ С ОДИНАКОВЫМИ ФИЗИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ

Л. А. Богомолова, В. А. Гриднева, И. Е. Хорев

(Томск)

Решается одномерная задача о высокоскоростном соударении пластинчатого бойка с полубесконечной преградой — мишенью в гидродинамической постановке с применением двухпараметрического уравнения состояния  $p = p(\rho, \varepsilon)$ . Процесс удара разбит на две стадии: первая решается аналитически, вторая — конечно-разностным методом Рихтмайера с применением искусственной вязкости на БЭСМ-4.

Исследовано соударение тел с одинаковыми физическими свойствами (однофазных и двухфазных) и получено затухание основных параметров среды на фронте ударной волны и во всей сжатой области для скорости встречи от 2 до 6 км/сек.

**1. Постановка задачи.** Рассматривается нормальный удар плоской пластинки, высота которой  $l_0$  значительно меньше ее диаметра  $d_0$  ( $l_0/d_0 \ll 1$ ), о полубесконечную преграду — мишень.

Предполагается, что начальная скорость удара  $V_0$  позволяет считать систему напряжений в деформированных зонах изотропной и эквивалентной гидродинамическому сжатию.

Процесс удара разбит на две стадии. Первая стадия следует непосредственно за моментом встречи и характеризуется распространением плоских ударных волн постоянной интенсивности как в бойке, так и в преграде.

Учитывая, что при переходе через контактную поверхность давление и массовая скорость меняются непрерывно ( $p = p_+$ ,  $u = u_-$ ) для заданной скорости встречи  $V_0$  из условий динамической совместности на фронте ударной волны и уравнения состояния материала бойка и преграды были найдены все параметры, характеризующие удар на этой стадии (параметры бойка отмечены минусом).

Пусть первая стадия заканчивается в момент  $t_1$ , когда ударная волна в бойке выходит на тыльную поверхность; в этот момент ширина сжатого бойка  $h_1$ ,  $h_2$  — сжатая зона преграды, заключенная между контактной поверхностью и ударной волной

$$t_1 = \frac{l_0}{D_- - V_0}, \quad h_1 = \frac{l_0}{\rho / \rho_0}, \quad h_2 = l_0 \frac{1 - h_1}{\rho / \rho_0 - 1}$$

Здесь  $D_-$  — скорость ударной волны в бойке.

Значения параметров, найденных на первой стадии удара, являются исходными данными для второй стадии. Вторая стадия процесса существенно нестационарна и наступает после отражения ударной волны от свободной поверхности бойка. Эта стадия характеризуется взаимодействием волн понижения давления, распространяющихся от свободной поверхности бойка, с ударной волной в преграде.

В результате этого взаимодействия ударная волна в преграде постепенно затухает, переходя в упругую волну, и процесс удара заканчивается.

Для нахождения параметров деформированных зон соударяющихся тел на второй стадии применяется конечно-разностный метод Рихтмайера с применением искусственной вязкости [1].

**2. Уравнения и граничные условия.** При исследовании второй стадии процесса будем исходить из одномерных уравнений гидродинамики в переменных Лагранжа

$$\begin{aligned} \frac{\partial R}{\partial t} = v, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial(p+q)}{\partial r}, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{p+q}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t}, \\ \frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial R}{\partial t}, \quad p = p(\rho, \varepsilon) \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь  $r$  и  $t$  — независимые лагранжевы координаты,  $R$  — эйлерова координата,  $\rho_0$  — плотность материала в момент  $t = 0$ ,  $\varepsilon$  — удельная внутренняя энергия при деформациях.

Искусственная вязкость применялась в виде

$$q = 4a^2 \rho \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 \quad \text{при} \quad \frac{\partial u}{\partial r} < 0, \quad q = 0 \quad \text{при} \quad \frac{\partial u}{\partial r} \geq 0 \quad (2.2)$$

Здесь  $a$  — коэффициент искусственной вязкости, зависящей от  $V_0$  и металла ( $1 < a < 2$ ).

Переменные, входящие в выражения (2.1) и (2.2), и размерные константы приведены к безразмерному виду заменой

$$R = l_0 \bar{R}, \quad r = l_0 \bar{r}, \quad t = l_0 / c_0 \bar{t}, \quad \rho = \rho_0 \bar{\rho}, \quad u = c_0 \bar{u}, \quad \varepsilon = c_0^2 \bar{\varepsilon}, \quad p = \rho_0 c_0^2 \bar{p}$$

где  $\rho_0$  и  $c_0$  — плотность и скорость звука недеформированного материала. Черточки над величинами означают их безразмерность и в дальнейшем опущены.

Система уравнений (2.1) и выражение (2.2) представлялись в конечно-разностной явной форме и решались на БЭСМ-4 со следующими начальными и граничными условиями.

Начальные условия при  $t = t_1$  имеют вид

$$u(R, t_1) = \begin{cases} u & (0 \leq R \leq R_2) \\ 0 & (R > R_2) \end{cases}, \quad \rho(R, t_1) = \begin{cases} 1 & (R = 0) \\ \rho & (R_1 < R \leq R_2) \\ 1 & (R > R_2) \end{cases} \quad (2.3)$$

$$p(R, t_1) = \begin{cases} 0 & (R = 0) \\ p & (0 < R \leq R_2) \\ 0 & (R > R_2) \end{cases}, \quad \varepsilon(R, t_1) = \begin{cases} 0 & (R = 0) \\ \varepsilon & (0 < R \leq R_2) \\ 0 & (R > R_2) \end{cases}$$

Граничные условия

$$p(0, t) = 0 \quad (2.4)$$

$R = 0$  — координата свободной поверхности бойка

Координаты  $R_1$  и  $R_2$  отвечают соответственно контактной поверхности и границе раздела возмущенной и невозмущенной областей в преграде.

**3. Выбор уравнения состояния.** В рассматриваемой задаче используется двухпараметрическое уравнение состояния вида  $p = p(\rho, \varepsilon)$ , предложенное В. Н. Жарковым и В. А. Калинин в работе [2]. Учитывая, что коэффициент Грюнайзена линейно зависит от удельного объема, после некоторых преобразований уравнение состояния может быть записано в виде

$$p(\rho, \varepsilon) = Q\rho^{1/3} - K\rho^{2/3} + (E_0 + \varepsilon - 3Q/b + 3K\rho^{1/3})(\gamma_1\rho + \gamma_2) \quad (3.1)$$

$$Q = A \exp[b(1 - \rho^{-1/3})]$$

Здесь  $E_0$  — удельная внутренняя энергия тела при нормальных условиях ( $p = 0$ );  $\varepsilon$  — удельная внутренняя энергия тела при деформациях;  $A, b, K, \gamma_1, \gamma_2$  — константы, характеризующие материал, условия сжимаемости (динамические, статистические и средние). Для каждого условия сжимаемости эти константы даны в работе [2] при  $m = 0, 1, 2$  (значение  $m = 0$  соответствует коэффициенту Грюнайзена в форме Слетера,  $m = 1$  — в форме Мак-Дональда,  $m = 2$  — в форме Зубарева и Ващенко).

Чтобы иметь возможность применить уравнение состояния (3.1) в случае высокоскоростного соударения, построены ударные адиабаты для алюминия, свинца, меди и железа.

Проведенные сравнения с экспериментами Л. В. Альтшулера и др. [3-6] показали, что при больших динамических нагрузках адиабаты, построенные по уравнению состояния (3.1), и экспериментальные адиабаты лучше согласуются для алюминия, свинца и меди (фиг. 1) в случае динамических условий сжимаемости при  $m = 0$ .

В таблице приведены константы для уравнения состояния (3.1) для всех последованных металлов.

Ударная адиабата железа, как вещества, испытывающего полиморфное превращение, построена (фиг. 2) по тому же уравнению состояния (3.1), но константы, входящие в это уравнение, выбирались различными для  $\alpha$ -фазы и  $\gamma$ -фазы; при этом  $\alpha$ -фаза считалась с константами, определенными по статическим условиям сжимаемости при  $m = 1$ , для  $\gamma$ -фазы брались константы, приведенные в работе [7], что дает наилучшее согласование с экспериментами; на фиг. 2 точки 1, 2, 3, 4 заимствованы из работ [9, 8, 3, 10] соответственно.

|              | $A$    | $b$     | $K$    | $E_0$   | $\gamma_1$ | $\gamma_2$ |
|--------------|--------|---------|--------|---------|------------|------------|
| Al           | 0.4827 | 8.0755  | 0.5045 | -1.3241 | 0.2562     | 1.8746     |
| Cu           | 0.3737 | 10.0094 | 0.3837 | -1.6458 | -0.1232    | 2.1631     |
| Pb           | 0.9797 | 4.9428  | 0.9993 | -2.3962 | 1.5188     | 1.2611     |
| $\alpha$ -Fe | 0.6765 | 7.0985  | 0.6863 | -1.7741 | 0.7438     | 0.9370     |
| $\gamma$ -Fe | 0.6405 | 7.7845  | 0.7215 | -1.9378 | 0.4162     | 1.1672     |

Построение такой ударной адиабаты для железа, имеющей разрыв, но опирающейся на единое уравнение состояния (3.1), позволяет процесс соударения железа рассчитывать, как и соударение однофазных тел, методом сквозного счета.

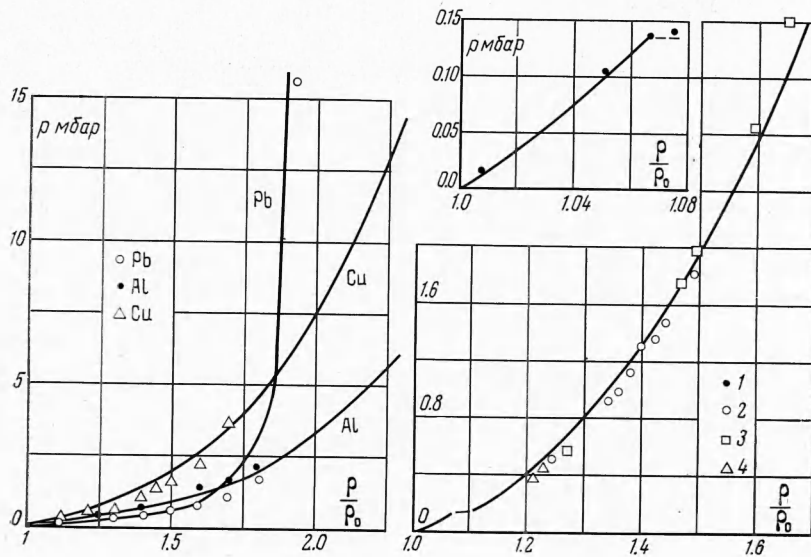
Асимптоты ударных адиабат для свинца  $\rho/\rho_0 = 1.92$ , для меди, алюминия и железа  $\rho/\rho_0 > 3$ . Это говорит о том, что задача о соударении металлов с уравнением состояния (3.1) может рассматриваться в широком диапазоне скоростей встречи.

Для оценки уравнения состояния (3.1) при разгрузке материала рассчитывалась скорость звука за фронтом ударной волны.

Учитывая, что движение среды при разгрузке имеет адиабатический характер ( $\Delta S = 0$ ), получаем выражение для скорости звука в виде

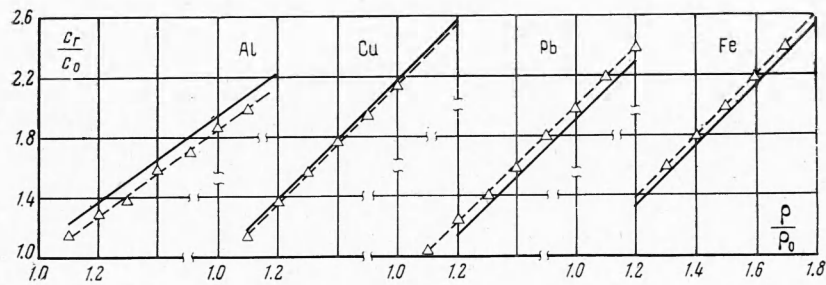
$$c^2 = \frac{\partial F}{\partial \rho} + \frac{\partial F}{\partial \epsilon} \frac{F}{\rho^2} \quad (3.2)$$

Вычисленные по формуле (3.2) значения скорости звука за фронтом ударной волны для Al, Cu, Pb и Fe приведены на фиг. 3 ( $c_0 = 5.454, 3.977, 2.256, 4.577$  км/сек соответственно). Эти значения хорошо согласуются с экспериментальными данными Л. В. Альтшулера [6] (на фиг. 3 они представлены пунктирной линией).



Фиг. 1

Фиг. 2



Фиг. 3

**4. Обсуждение результатов.** Задача решалась на БЭСМ-4 для встречи следующих соударяющихся пар: алюминий — алюминий, железо — железо со скоростями встречи 2 ÷ 6 км/сек.

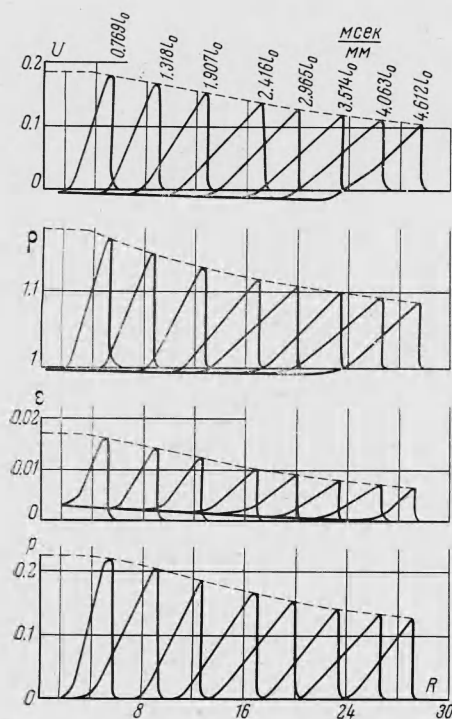
Но из-за ограниченности начальной расчетной сетки досчитать задачу до полного затухания ударной волны и превращения ее в упругую удалось только для небольших скоростей встречи ( $V_0 = 2$  км/сек).

Результаты решения системы уравнений (2.1) при начальных и граничных условиях (2.3), (2.4) представлены на фиг. 4 для случая удара алюминиевого бойка по алюминиевой преграде со скоростью 2 км/сек и на фиг. 5 для случая удара железного бойка

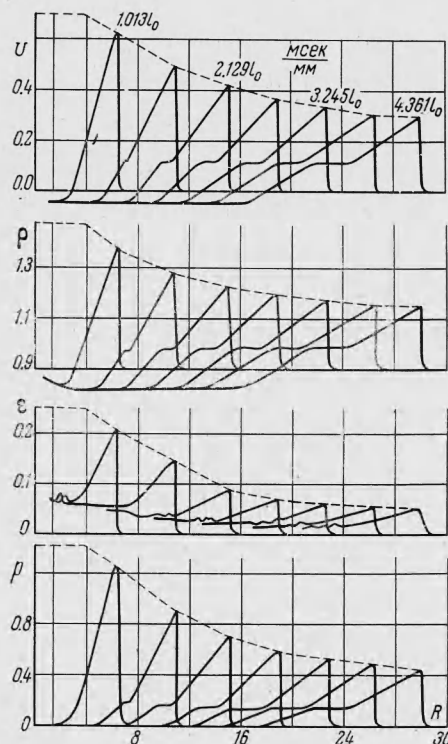
по железной преграде со скоростью 6 км/сек. Из графиков виден характер затухания массовой скорости, плотности, внутренней энергии и давления на фронте ударной волны и в сжатой зоне.

При разгрузке вещества до нулевого исходного давления плотность вещества падает до значения плотности, меньшей первоначальной, нормальной. Это доказывает, что разгрузка вещества идет по изэнтропе, кривой, отличной от ударной адиабаты.

На графиках видна ожидаемая остаточная энергия разгруженного вещества, которая увеличивается с увеличением скорости встречи  $V_0$  и по величине которой можно оценить температуру вещества при разгрузке.



Фиг. 4



Фиг. 5

На графиках для железа видна возникающая в двухфазных веществах ударная волна разрежения в расширяющейся области, основная же ударная волна сжатия в преграде сохраняет устойчивую конфигурацию, так как рассматриваемая скорость встречи  $V_0 > 2$  км/сек.

Из результатов полученного решения можно судить о поведении свободной и контактной поверхностей.

На первой стадии все точки, а следовательно, свободная и контактная поверхности имеют положительные скорости, т. е. движутся в направлении удара. На второй стадии свободная поверхность в процессе разгрузки начинает двигаться в сторону, противоположную направлению вектора скорости удара, вовлекая за собой все большее число точек. Контактная поверхность тоже захватывается этим движением и в конце разгрузки приобретает отрицательную скорость.

Данная задача может быть распространена и на случай преград конечной толщины при наличии соответствующих критериев разрушения металлов в волнах разрежения.

Поступила 8 X 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р и х м а й е р Р. Д. Разностные методы решения краевых задач. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
2. Ж а р к о в В. Н., К а л и н и н В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., «Наука», 1968.

3. Альтшулер Л. В., Крупников К. К., Леденев Б. Н., Жучихин В. И., Бражник М. И. Динамическая сжимаемость и уравнение состояния железа при высоких давлениях. ЖЭТФ, 1958, т. 34, вып. 4.
4. Альтшулер Л. В., Крупников К. К., Бражник М. И. Динамическая сжимаемость металлов при давлениях от четырехсот тысяч до четырех миллионов атмосфер. ЖЭТФ, 1958, т. 34, вып. 4.
5. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Баканов А. А., Трунин Р. Ф. Уравнение состояния алюминия, меди и свинца для области высоких давлений. ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 3.
6. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Бражник М. И., Владимиров Л. А., Сперанская М. П., Фунтиков А. И. Изэнтропическая сжимаемость меди, свинца, железа при высоких давлениях. ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 4.
7. Жарков В. Н., Калинин В. А. Уравнение состояния железа до давления в несколько миллионов атмосфер. Докл. АН СССР, 1960, т. 135, № 4.
8. Мак-Куин Р., Марш С. Уравнение состояния девятнадцати металлических элементов по ударноволновым измерениям до 2 М/бар. Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях, М., «Мир», 1965.
9. Bancroft D., Peterson E. L., Minshall F. S. Polymorphism of iron at high pressure. J. Appl. Phys., 1956, vol. 27, No. 3.
10. Walsh J. M., Rice M. N., McQueen R. G., Jarger E. L. Shock-wave compressions of twenty-seven metals. Equations State Metals, Phys. Rev., 1957, vol. 108, No. 2.

**ОБРАЗОВАНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН  
ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ В РЕЖИМЕ УПОРЯДОЧЕННОЙ  
ГЕНЕРАЦИИ НА ПОГЛОЩАЮЩИЕ МАТЕРИАЛЫ**

*В. К. Гончаров, Л. Я. Минько*

(Минск)

На возможность образования движущихся ударных волн при лазерном воздействии в режиме свободной генерации на металлы указывалось в работе [1]. Однако при хаотической генерации воздействующего лазерного излучения не представляется возможным надежно обнаружить ударные волны и изучить механизм их образования и характер распространения, знание которых необходимо для понимания всей совокупности явлений, сопровождающих лазерное воздействие на поглощающие материалы. С этой целью был выбран режим упорядоченной генерации, позволяющий получать относительно однородные импульсы излучения с достаточным временным интервалом. Применялся неодимовый лазер, обеспечивающий энергию излучения до 150 дж. Для получения упорядоченного режима генерации использовался резонатор типа плоскость — сфера; сферическое зеркало ( $R = 2.5$  м) имело максимальный коэффициент отражения, плоское — 20%. Лазер позволял получать серию импульсов излучения скважностью 6 и длительностью каждого импульса 1 мксек. Длительность генерации лазера составляла 700 мксек. Фокусировка излучения на поглощающие материалы (металлы и непрозрачные диэлектрики) осуществлялась линзой с  $F = 100$  мм в пятно диаметром  $\sim 2.5$  мм. Плотность потока излучения с учетом скважности импульсов достигала  $\sim 10^7$  вт/см<sup>2</sup>. Исследования проводились при атмосферном и пониженном ( $\sim 10^{-2}$  мм рт. ст.) давлениях методом высокоскоростной фотографической развертки при продольном и поперечном расположении щели фоторегистратора относительно образующегося плазменного потока.

На продольных и поперечных фоторазвертках плазменных потоков, образующихся при лазерном воздействии на поглощающие материалы (например, латунь ЛС-59; фиг. 1, а—в, д), прежде всего обращает на себя внимание серия последовательных фронтов свечения, соответствующих отдельным импульсам воздействующего лазерного излучения.

Скорость распространения этих фронтов с удалением от поверхности уменьшается (фиг. 2). Они представляют собой движущиеся ударные волны. Как известно, ударная волна образуется при условии, когда давление в окружающей среде меньше давления в движущемся поршне.

Действительно, эрозионная плазма, образующаяся при воздействии каждого последующего импульса излучения, движется в относительно разреженной среде,