

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ТЕЧЕНИЯ, ИНИЦИИРУЕМОГО ИМПУЛЬСНЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ, В МЕТАЛЛЕ

Н. А. Ахметова, Р. И. Нигматуллин

(Уфа, Москва)

Импульсное облучение металла короткими электромагнитными волнами, в частности лазерным импульсом, или мощными электронными пучками с малой длительностью импульса (10^{-9} — 10^{-8} с) и энергией, недостаточной для испарения или плавления металла, приводит к практически мгновенному разогреву некоторого слоя вещества. При таком разогреве слой твердого тела не успевает расшириться и увеличение тепловой энергии сопровождается появлением напряжений сжатия. На границе разогретого и холодного слоев возникает задача о распаде разрыва, который инициирует ударную волну в невозмущенном слое и волну разгрузки в возмущенном (разогретом) слое, аналогичная задаче о распаде разрыва в газах [1]. Кроме того, возникает волна разгрузки на свободной поверхности разогретого слоя. Взаимодействие этих двух волн разгрузки приводит к формированию вблизи передней свободной поверхности импульса растяжения, который вслед за импульсом сжатия проходит по всему образцу. Наличие такого импульса растяжения, проходящего через весь образец, — существенная особенность ударно-волнового течения, возникающего вследствие мгновенного разогрева некоторого слоя вещества. Максимальное значение растягивающих напряжений, а следовательно, и возможная зона разрушения могут располагаться как у передней, так и у тыльной поверхности пластины [2].

Процесс образования напряжений сжатия и растяжения в металлах при действии лазерного импульса и качественный анализ затухания этих напряжений приведены в [3]. Теоретическое изучение различных аспектов распространения волн напряжений, вызванных воздействием теплового импульса, проведено в ряде работ. В [4] получено аналитическое решение задачи о распространении волн напряжений в упругом пространстве. Численное решение этой же задачи с учетом разрушения нагретого слоя дано в [5]. Численное исследование разрушения алюминиевой пластины в упругопластическом приближении при импульсном тепловом прогреве проведено в [6]. Авторами показано, что, хотя поглощение энергии происходит в основном вблизи поверхности облучения, разрушение локализуется около противоположной (тыльной) поверхности пластины. В результате численного анализа распространения термовязкоупругопластических волн в [7] получено, что максимального значения напряжения сжатия и растяжения достигают в зоне прогрева, поэтому разрушение происходит вблизи передней поверхности образца. На основе численного решения уравнения теплопроводности и уравнения распространения упругих волн в [8] получены зависимости максимальных сжимающих и растягивающих напряжений от интенсивности облучения.

В настоящей работе в рамках модели упругопластического твердого тела проведен численный анализ процессов распространения и взаимодействия волн сжатия и растяжения, образующихся при мгновенном прогреве некоторого слоя образца из металла. Исследовано влияние интенсивности облучения и глубины зоны прогрева на максимальное значение растягивающих напряжений и его локализацию.

Формулировка задачи. Металлический образец длины L подвергается мощному импульсному облучению (время облучения меньше 100 нс), которое поглощается в слое толщины l , прилегающем к левой поверхности образца. Левая (облученная) поверхность образца будет называться передней, а правая — тыльной. Толщина l слоя, поглотившего излучение, зависит от свойств материала и способа облучения. Можно считать, что энергия поглощается равномерно по глубине [2]. При этом на единицу массы вещества в слое толщины l приходится поглощенная энергия q_0 , которая характеризует интенсивность облучения. Поскольку время облучения мало, вещество не успевает расшириться и вся поглощенная энергия идет на увеличение тепловой энергии этого слоя, определяемой кинетической энергией атомов.

Если уравнение состояния материала взять в форме Ми — Грюнайзена [9, 10]

$$(1) \quad e(\rho, T) = e_p(\rho) + e_T(\rho, T), \quad p(\rho, T) = p_p(\rho) + p_T(\rho, T),$$

где $p_p(\rho) = Ax^{2/3} \exp b(1 - x^{-1/3}) - Kx^{4/3}$; $x = \rho/\rho_0$, $e_p(\rho) = 3Ab^{-1}\rho_0^{-1} \times \exp b(1 - x^{-1/3}) - 3K\rho_0^{-1}x^{1/3}$; ρ_0 — начальная плотность; A, b, K — константы материала, то $q_0 = \Delta e = \Delta e_T = c_V \Delta T = c_V(T_* - T_0)$ (T_0 — комнатная температура). Реализуемое при этом давление $p_* = \Delta p_T = \gamma_T(\rho) \rho \Delta e_T$ ($\gamma_T(\rho)$ — коэффициент Грюнайзена).

Номер эксперимента	$q_0 \cdot 10^3$, Дж/кг	T_* , К	p_* , ГПа	Номер эксперимента	$q_0 \cdot 10^3$, Дж/кг	T_* , К	p_* , ГПа
	Железо ($l = 0,7$ мм)				Алюминий ($l = 2,0$ мм)		
1	170	665	2,2	1	170	490	1,0
2	420	1210	5,3	2	420	775	2,5
3	690	1800	8,8	3	530	900	3,0

Элементарная оценка показывает, что процесс расширения нагретого слоя можно считать адиабатическим. Действительно, при длине образца $L = 10^{-2}$ м и скорости распространения волны сжатия в железе $v_y \approx 5 \cdot 10^3$ м/с характерное время задачи $\tau = L/v_y = 2 \cdot 10^{-6}$ с. За такое время изменение температуры за счет теплопроводности скажется на расстоянии [11] $x_T = \sqrt{\tau D}$, что составляет $0,65 \cdot 10^{-2}$ мм ($D = 2,1 \cdot 10^{-5}$ м²/с — коэффициент температуропроводности железа), поэтому явлением теплопроводности можно пренебречь. Аналогичное заключение получено в [7] в результате численного исследования вклада теплопроводности в затухание импульсов сжатия и растяжения.

Задача решалась в одномерной постановке. Уравнения сохранения массы, импульса и энергии в плоском одномерном случае в лагранжевых координатах (r, t) имеют вид

$$(2) \quad \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho \frac{\partial v}{\partial r}, \quad \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial \sigma^1}{\partial r}, \quad \rho_0 \frac{\partial e}{\partial t} = \sigma^1 \frac{\partial v}{\partial r}$$

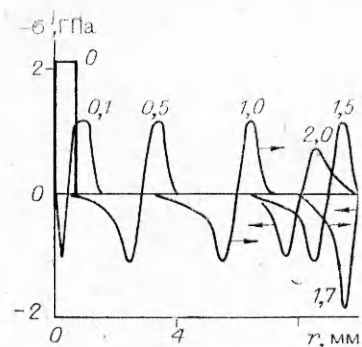
(v — массовая скорость частиц, σ^1 — главная компонента тензора напряжений). Среда считалась упругопластической, поэтому $\sigma^1 = -p(\rho, T) + \tau^1$, τ^1 — девиатор напряжений, который в упругой области подчиняется закону Гука, а дальше сохраняется на пределе текучести

$$(3) \quad \frac{\partial \tau^1}{\partial t} = \frac{4}{3} \mu \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\partial v}{\partial r}, \quad \tau^1 \leq \frac{2}{3} \tau^*$$

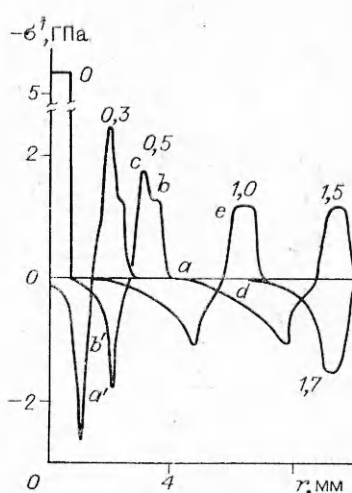
Здесь μ — модуль упругости; τ^* — предел текучести материала, который зависит от давления, т. е. с ростом давления растет способность материала сопротивляться пластическим деформациям; это обстоятельство можно учесть, если взять $\tau^* = \alpha p + \beta$ (α и β — константы материала).

Система дифференциальных уравнений (2), (3) при заданных уравнениях состояния (1) замкнута. Математически данная задача формулируется следующим образом: найти функции ρ, v, T, τ^1, p , удовлетворяющие в области $0 \leq r \leq L$ уравнениям (1)–(3), начальным условиям $\rho(r, 0) = \rho_0, v(r, 0) = 0, \tau^1(r, 0) = 0, T(r, 0) = T_*, p(r, 0) = p_*$ при $0 \leq r \leq l, T(r, 0) = T_0, p(r, 0) = 0$ при $l < r \leq L$ и граничным условиям $\sigma^1(0, t) = \sigma^1(L, t) = 0$.

Анализ численных результатов. В рамках изложенной выше модели проведены численные исследования методом прямых с использованием псевдовязкости волнового процесса в железной и алюминиевой пластинах толщины $L = 10$ мм, подвергнутых в течение долей микросекунды импульсному облучению различной интенсивности q_0 . Толщина прогретого слоя l в железе составляла 0,7 мм, в алюминии — 2 мм. И для алюминия, и для железа расчеты проводились при трех значениях q_0 , которые приведены в таблице вместе с соответствующими значениями температуры T_* и давления p_* . Первые два значения q_0 взяты одинаковыми для алюминия и железа, третье выбрано таким образом, чтобы температура прогрева при этом была близка к температуре плавления металла. Такой выбор позволяет моделировать как слабые импульсы сжатия и разрежения, так и максимально возможные. По данным [12], при достижении внутренней энергии пороговой величины, после которой начнется испарение, растягивающий импульс уменьшается, так как образующиеся пары оказывают давление на поверхность твердого тела и не дают ему разгрузиться.



Р и с. 1



Р и с. 2

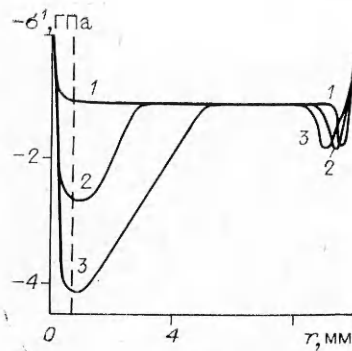
Характерные детали процесса формирования, распространения и взаимодействия волн сжатия и растяжения можно наблюдать на эпюрах напряжения σ^1 в железе и алюминии.

На рис. 1 приведены эпюры напряжения в железе для первого эксперимента в различные моменты времени (время дано в микросекундах). В результате распада разрыва на границе нагретого и холодного слоев в невозмущенный слой идет волна сжатия интенсивности примерно $p_*/2$, а в возмущенный — волна разгрузки. Взаимодействие ее с волной разгрузки, распространяющейся от передней свободной поверхности, приводит к формированию вблизи этой поверхности растягивающих напряжений с амплитудой 1 ГПа, что также составляет примерно $p_*/2$ (момент времени 0,1 мкс). Волна разгрузки, идущая от передней свободной поверхности, определяет ширину импульса сжатия, а волна разгрузки, идущая справа от невозмущенного материала, доходя до свободной поверхности, отражается сжатием и определяет ширину импульса растяжения. Далее по образцу движется устойчивая конфигурация, состоящая из импульсов сжатия и растяжения.

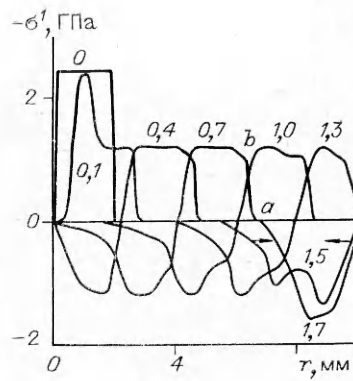
Возникающие здесь напряжения лежат в упругой области, импульсы сжатия и разрежения распространяются, практически не затухая. Вблизи тыльной свободной поверхности растягивающие напряжения возрастают до 1,75 ГПа из-за того, что идущий впереди импульс сжатия, выходя на нее, отражается волной разгрузки, взаимодействие которой с набегающим импульсом растяжения усиливает его (стрелками указаны направления распространения волн).

Эпюры напряжения в железе при большей интенсивности облучения (для второго эксперимента) приведены на рис. 2. Здесь существенным оказывается упругопластическое поведение материала. Выделяется упругая волна сжатия ab с интенсивностью 1,2 ГПа, которая движется, не затухая, с большей скоростью, чем пластическая волна bc . В разгрузке также выделяется упругая волна ed , которая быстро «съедает» пластическую волну сжатия bc , и к свободной поверхности подходит такой же импульс сжатия, как в предыдущем случае. Значительный вначале импульс растяжения (его интенсивность $\approx p_*/2$) также быстро затухает благодаря упругой волне сжатия $a'b'$, идущей по растянутой среде. К тыльной поверхности образца подходит уже незначительный импульс растяжения (~ 1 ГПа), который вновь увеличивается при взаимодействии с отраженным от тыльной свободной поверхности импульсом сжатия. Образовавшиеся растяжения у тыльной поверхности $\sim 1,75$ ГПа (такое же, как на рис. 1, и меньше, чем у передней свободной поверхности).

При достаточно больших интенсивностях облучения, т. е. когда образующиеся импульсы сжатия и разрежения лежат в пластической области, кривая максимальных растягивающих напряжений в железе имеет



Р и с. 3

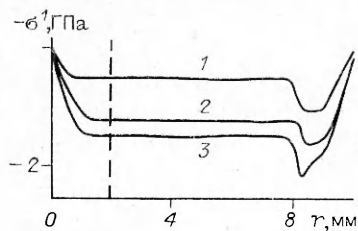


Р и с. 4

два локальных максимума: у передней и тыльной поверхностей образца. Растягивающие напряжения, формирующиеся у тыльной поверхности образца, практически не зависят от интенсивности облучения (при достаточной длине образца) и равны $\sim 1,75$ ГПа.

Максимум растягивающих напряжений у передней свободной поверхности зависит от интенсивности облучения и может быть существенно больше, чем максимум растягивающих напряжений вблизи тыльной поверхности образца. Кривые максимальных растягивающих напряжений в железе приведены на рис. 3, цифрами указаны номера соответствующих экспериментов. При интенсивности облучения, когда температура прогрева близка к температуре плавления (кривая 3), растягивающие напряжения у передней поверхности составляют 4,2 ГПа, практически это максимально возможное значение растягивающих напряжений в железе при импульсном облучении.

Эволюция импульсов сжатия и разрежения в алюминии показана на рис. 4 на примере второго эксперимента. Хотя интенсивность облучения здесь такая же, как в железе на рис. 2, но, так как теплоемкость алюминия почти в 2 раза больше, чем теплоемкость железа, температура нагрева, а следовательно, и образующиеся напряжения почти в 2 раза меньше. Течение здесь также носит двухволновой характер: в нагрузке и в разгрузке выделяются упругая и пластическая волны. Но, так как ширина импульса большая, пластические волны как сжатия, так и разрежения не успевают затухнуть. Тыльной свободной поверхности достигают импульсы сжатия и разрежения, по амплитуде равные первоначальным. У тыльной свободной поверхности растягивающие напряжения возрастают из-за взаимодействия с отраженным импульсом сжатия. Импульс растяжения зависит от амплитуды волны сжатия и разрежения, которые определяются интенсивностью излучения. Поэтому кривые максимальных растягивающих напряжений в алюминии, приведенные на рис. 5, отличаются от соответствующих кривых в железе. Все они сохраняют постоянное значение, зависящее от интенсивности облучения (цифрами на рис. 5 указаны номера соответствующих экспериментов), и лишь у тыльной поверхности имеют локальный максимум. Наибольшее возможное значение растягивающих напряжений в алюминии, определяемое температурой плавления, при данной длине образца составляет 2,4 ГПа.



Р и с. 5

Итак, ударно-волновое течение, образующееся при импульсном облучении металла, характеризуется тем, что через весь образец вслед за импульсом сжатия проходит импульс растяжения, который при достаточной энергии облучения может привести к разрушению образца. Огибающие максимальных растягивающих напряжений при

достаточно больших интенсивностях облучения для разных металлов могут существенно различаться и иметь один максимум у тыльной свободной поверхности или два локальных максимума: у передней свободной поверхности и у тыльной поверхности. Наиболее вероятная зона разрушения, связанная с местоположением наибольших растягивающих напряжений, в зависимости от материала, толщины нагретого слоя и интенсивности облучения может располагаться как у передней, так и у тыльной поверхности образца. Предложенный алгоритм позволяет при заданных параметрах облучения определить зону возможного разрушения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Овсянников Л. В. Лекции по основам газовой динамики.— М.: Наука, 1981.
2. Балашов А. П., Селезнев С. Б., Когай Л. Н. Влияние условий ввода энергии на механические повреждения твердых тел различных классов мощными импульсными пучками электронов (обзор) // Физика и химия обработки материалов.— 1982.— № 2.
3. Миркин Л. И. Физические основы обработки материалов лучами лазера.— М.: Изд-во МГУ, 1975.
4. Рауш. Влияние времени нагрева на волны напряжений, вызванные тепловым воздействием // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Прикл. механика.— 1969.— Т. 36, № 2.
5. Коротких Ю. Г., Рузанов А. И. Исследование динамического разрушения упруго-пластических тел при силовых и тепловых воздействиях // ПМ.— 1978.— Т. 14, № 7.
6. Ахмадеев Н. Х., Сорокина Е. П., Яушев К. К. Откольное разрушение алюминиевых пластин при импульсном тепловом прогреве // ФГВ.— 1983.— № 5.
7. Галиев Ш. У., Жураховский С. В. Разрушение многослойных пластин в термовязкоупругоэластических волнах // Пробл. прочности.— 1984.— № 11.
8. Аврасин Э. Т., Кессельман В. С., Фролов А. Б. Расчет механических напряжений, возникающих в металлах при действии лазерного импульса // Физика и химия обработки материалов.— 1985.— № 1.
9. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
10. Жарков В. И., Калинин В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах.— М.: Наука, 1968.
11. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики.— М.: Наука, 1966.
12. Жураховский С. В. Разрушение материала в термовязкоупругоэластических волнах // Пробл. прочности.— 1985.— № 7.

Поступила 26/VI 1986 г.

УДК 624.131 + 539.215

РЕЛАКСАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Е. И. Роменский
(Новосибирск)

Особенность деформирования пористых сред — пластические деформации объема. Для их описания существуют разнообразные модели, использующие, в частности, понятие пористости, обзор которых содержится в [1]. Для пластических сдвиговых деформаций при быстропотекающих процессах оказалось эффективным использовать нелинейную модель Максвелла [2].

В данной работе предлагается пластические деформации объема также учитывать в рамках релаксационной модели. Сформулированы релаксационные уравнения упругоэластических деформаций с пластическими деформациями объема и сдвига. Приведен пример, иллюстрирующий выбор интерполяционных формул уравнения состояния и времени объемной релаксации. Предложенная модель качественно описывает эффект аномального увеличения амплитуды отраженной волны, экспериментально обнаруженной (см., например, [3]).

Предположим, что рассматриваемая среда не испытывает касательных деформаций, а тензор напряжений в ней сводится к давлению. В этом случае деформации в среде определяются только изменением плотности ρ , которая при заданном поле скоростей u_i находится из уравнения