Г.И. Канель, С.В. Разоренов,
А.В. Уткин, В.Е. Фортов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОФИЛИ УДАРНЫХ ВОЛН В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВАХ

Канель Г.И.
Разоренов С.В.
Уткин А.В.
Фортов В.Е.

Экспериментальные профили ударных волн в конденсированных веществах

МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ ®

УДК 539. 3/.6
ББК 22.37
К 19

Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. **Экспериментальные профили ударных волн в конденсированных веществах.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. — 248 с. — ISBN 978-5-9221-0882-9.

В книге представлены волновые профили для широкого круга материалов, полученные авторами за последние 30 лет: для технических металлов и сплавов, чистых металлов в монокристаллическом и поликристаллическом состояниях, стекол и высокотвердых монокристаллов, полимеров и эластомеров, керамических материалов и жидкостей. Волновые профили получены при различных давлениях ударного сжатия, длительностях импульсов нагрузки и температурах испытаний.

Представленные волновые профили могут использоваться при тестировании различных моделей поведения материалов для прогнозирования воздействий взрыва, высокоскоростных соударений, высокоэнергетического лазерного излучения и корпускулярного воздействия на вещество. Волновые профили могут также использоваться в качестве исходных экспериментальных данных для разработки новых и развития существующих физических моделей высокоскоростного деформирования, разрушения и других процессов при ударно-волновом нагружении.

Для научных и инженерно-технических работников, а также аспирантов и студентов ВУЗов, занимающихся исследованиями интенсивных импульсных воздействий на вещество.

ISBN 978-5-9221-0882-9

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение

Техника ударных волн является мощным инструментом изучения свойств материалов при экстремально высоких скоростях деформирования. Помимо малой длительности воздействия и чрезвычайно высокой скорости нагружения, эксперименты с ударными волнами характеризуются условиями строго одномерной деформации при напряженном состоянии, близком ко всестороннему сжатию или растяжению. Высокие давления и температуры, достигаемые при ударном сжатии твердых тел, могут вызывать в них фазовые переходы и полиморфные превращения. В настоящее время в распоряжении исследователей имеется хорошо разработанный набор методов генерации, диагностики и интерпретации ударно–волновых явлений в конденсированных средах, с помощью которых получена обширная экспериментальная информация об упругопластических и прочностных свойствах технических металлов и сплавов, геологических материалов, керамик, стекол, полимеров и эластомеров, пластичных и хрупких монокристаллов в микросекундном и наносекундном диапазонах длительностей ударной нагрузки.

Волновой характер нагрузки делает интерпретацию результатов измерений достаточно наглядной и однозначной. Измерения основываются на том факте, что структура волн и динамика волновых взаимодействий определяются процессами упругопластического деформирования, физико–химических превращений и разрушения в материале. Эти процессы сопровождаются изменениями сжимаемости материала, что в свою очередь приводит к формированию специфических особенностей в форме профилей интенсивных волн сжатия и разрежения. Свойства испытуемых материалов определяются по результатам измерений как прямой обработкой полученных волновых профилей, так и их сопоставлением с результатами математического моделирования ударно–волновых явлений. В последнем случае свойства среды описывают определяющими соотношениями, имеющими, как правило, полуэмпирический характер, и обобщающими экспериментальные данные на основе тех или иных теоретических представлений о поведении материалов. Полученные таким путем сведения о свойствах модельных и конструкционных материалов используются затем в расчетах функционирования различных технических устройств в условиях интенсивных импульсных воздействий, а также для развития теорий прочности и пластичности. Следует, однако, заметить, что детальное согласие теоретических представлений и моделей этих явлений с имеющимися экспериментальными данными пока не достигнуто.

Основной целью исследований ударно–волновых явлений в конденсированных средах является обеспечение прогнозируемости действия взрыва, высокоскоростного удара, лазерных и других интенсивных импульсных воздействий на материалы и конструкции. В современном понимании исчерпывающая прогнозируемость достигается компьютерным моделированием рассматриваемых процессов, для чего нужны термодинамические уравнения состояния, описывающие связь между давлением, плотностью, фазовым составом и внутренней энергией вещества, а также определяющие соотношения, описывающие процессы химических, фазовых и полиморфных превращений, упругопластические деформации и разрушение в терминах, совместимых с уравнениями сохранения и уравнением состояния.

С другой стороны, эксперименты с ударными волнами позволяют получить сведения о наиболее фундаментальных прочностных свойствах материалов. Высокая скорость приложения нагрузки позволяет создавать повышенные напряжения в материале и тем самым активировать новые механизмы деформации и разрушения. Отражение ударной волны от поверхности тела вызывает разрушение при напряженном состоянии, близком ко всестороннему растяжению, и при отсутствии влияния поверхности тела и окружающей среды. Малая длительность и высокие амплитуды ударной нагрузки позволяют достичь высоких перенапряжений в материале и тем самым перейти от рассмотрения единичных трещин к анализу эволюции рассеянных разрушений. При столь быстрых воздействиях сопротивление разрушению твердых тел становится сравнимым с предельной теоретической прочностью, определяемой непосредственно потенциалом межатомных взаимодействий. Таким образом, значимость исследований процессов неупругого деформирования и разрушения твердых тел при ударно-волновом нагружении определяется как уникальной возможностью исследований в области физики прочности и пластичности при наиболее высоких и надежно измеряемых скоростях деформирования, так и разнообразными практическими потребностями, не ограниченными только ударными воздействиями. В условиях металлообработки, износа, и других технологических процессов достигаются высокие скорости деформирования, вполне соизмеримые с теми, что изучаются в ударных волнах. В некотором смысле ударно-волновые испытания подобны «микроскопу времени», дающему доступ к элементарным актам деформирования и разрушения. В ближайшее десятилетие следует ожидать значительного расширения применения техники ударных волн для решения задач физики твердого тела, материаловедения, физики прочности и пластичности.

Прогресс в исследованиях упругопластических и прочностных свойствах материалов при ударно-волновом нагружении в значительной мере связан с разработкой лазерного доплеровского измерителя волновых профилей скорости VISAR с высоким пространственным и временным разрешением. С использованием этого прибора проведены многочисленные измерения динамического предела текучести и разрушающих напряжений для разнообразных материалов. К сожалению, в условиях современной России дорогостоящая лазерная диагностическая техника остается малодоступной для большинства исследователей. С другой стороны, практика показывает, что во многих случаях результаты ударно–волновых измерений содержат больше информации, чем было получено при первичной обработке данных, и многократно используются повторно для проверки теоретических представлений и «калибровки» определяющих соотношений и феноменологических моделей материалов. Однако зачастую бывает сложно найти и сопоставить экспериментальные данные, рассеянные в многочисленных статьях.

В настоящем издании собрана коллекция волновых профилей, которые были получены авторами за последние 30 лет, для широкого круга материалов: технических металлов и сплавов, чистых металлов в монокристаллическом и поликристаллическом состояниях, стекол и высокотвердых монокристаллов, полимеров и эластомеров, керамических материалов и жидкостей при различных давлениях ударного сжатия, длительностях импульсов нагрузки и температурах испытаний. Цели измерений и обсуждение полученных результатов можно найти в публикациях, ссылками на которые сопровождается каждый график. Большая часть измерений проведена с использованием VISAR и современной цифровой диагностической техники высокого разрешения. Результаты измерений предшествующих лет, выполненные с применением емкостных датчиков и аналоговой осциллографической регистрации, имеют менее детальный характер, но остаются, по нашему мнению, достаточно информативными.

Авторы оставляют за читателем возможность и право интерпретировать экспериментальные данные по своему усмотрению. Тем не менее, мы сочли целесообразным представить в первой главе краткие сведения из механики сплошных сред, а также анализ эволюции и взаимодействий волн сжатия и разрежения в упругопластических и релаксирующих средах, на которых основана наша интерпретация результатов измерений. Более полное изложение теоретических основ физики ударных волн в твердых телах можно найти в известных монографиях [1–2], а методов интерпретации волновых профилей — в работах [3–5]. В главе 2 описаны методы генерации импульсов сжатия и методы непрерывной регистрации волновых профилей в процессе нагружения, использовавшиеся авторами.

Результаты измерений, представленные в этом сборнике, получены в рамках исследований, проводившихся при поддержке Российской Академии наук, Российского фонда фундаментальных исследований, Российско–Германских программ научно-технического сотрудничества WTZ и DFG, а также таких международных организаций, как ERO и EOARD. Часть измерений проведена совместно с В. Д. Глузманом, А. А. Богачем, Г. С. Безручко, А. С. Савиных, Г. В. Гаркушиным, В. А. Сосиковым (Институт Проблем Химической Физики РАН, Черноголовка, Россия), Ю. Р. Колобовым (Центр наноструктурных материалов и покрытий, Белгород, Россия), К. Баумунгом. (Kurt Baumung, Forschungszentrum Karlsruhe, Germany),Е. Б. Зарецким(Eugene B. Zaretsky, Ben-Gurion University of the Negev, Israel), Лотаром Мейером (Lothar W. Meyer, (University of Technology, Chemnitz, Germany), Лутцем Крюгером (Lutz Krüger, University of Technology, Chemnitz, Germany), которым авторы выражают глубокую благодарность.

Глава 1

ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

В данной главе приведены краткие сведения об основных параметрах состояния и законах движения сплошных сжимаемых сред в той мере, в какой это необходимо для понимания особенностей распространения ударных волн и волн разрежения в твердых телах с учетом их упругопластического поведения и возможных полиморфных превращений, а также для обсуждения динамических экспериментов. Здесь же обсуждается волновая динамика откольных явлений — разрушения конденсированных тел под действием растягивающих напряжений при отражении импульса сжатия от поверхности.

1.1. Уравнения одномерного движения сжимаемой среды

Для обсуждения экспериментов с ударными волнами достаточно рассмотреть одномерное движение вещества, так как именно в этой наиболее простой для анализа постановке проводится большинство измерений. Уравнения непрерывного одномерного движения упругопластической среды имеют вид

$$\rho_0 \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial u_p}{\partial h} = 0, \quad \rho_0 \frac{\partial u_p}{\partial t} + \frac{\partial \sigma_x}{\partial h} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial t} = -\sigma_x \frac{\partial V}{\partial t}, \tag{1.1}$$

где ρ_0 — плотность среды при нормальном давлении, $V = 1/\rho$ — удельный объем, u_p — массовая скорость вещества, σ_x — нормальное напряжение, действующее в осевом направлении, E — удельная внутренняя энергия, t — время, h — лагранжева (субстанциональная) координата; напряжения сжатия приняты положительными. Изменения состояния вещества в стационарных ударных волнах описываются уравнениями Рэнкина–Гюгонио:

$$V_1 = V_0 \frac{U_s - u_p}{U_s}, \quad \sigma_{x1} = \rho_0 U_s u_p, \quad E_1 = E_0 + \frac{1}{2} \sigma_{x1} (V_0 - V_1), \tag{1.2}$$

где U_s — скорость распространения ударной волны, индексом 1 обозначены параметры состояния ударно-сжатого вещества. Предполагается, что перед ударной волной вещество находится в покое, а напряжения в нем равны нулю: $u_{p0} = 0$, $\sigma_{x0} = 0$.

Прямую, связывающую состояния перед ударной волной и за ней, называют линией Рэлея. Ее уравнение имеет вид

$$\sigma_x = \rho_0^2 U_s^2 (V_0 - V), \quad \text{или} \quad \sigma_x = \rho_0 U_s^2 \varepsilon_x, \tag{1.3}$$

где ε_x — деформация в направлении сжатия.

1.2. Структура волн сжатия и разрежения в упругопластическом теле

В рассматриваемом диапазоне напряжений ударное сжатие твердых тел имеет существенно упругопластический характер. Для определения пределов упругого деформирования используются разнообразные критерии текучести. Задача последних заключается в том, чтобы на основании простых стандартных испытаний установить условия, при которых в материале начинается пластическая деформация. В частности, согласно гипотезе Кулона и Геста [6], предельное упругое состояние в данной точке сплошной среды наступает тогда, когда наибольшее касательное напряжение τ достигает значения, соответствующего предельному упругому состоянию того же материала при простом растяжении:

$$\left|\tau \leqslant \frac{\sigma_\text{t}}{2}\right|, \tag{1.4}$$

где σ_t — предел текучести материала. По гипотезе Губера и Мизеса предельное упругое состояние в точке сплошной среды наступает, когда удельная энергия формоизменения достигает значения, соответствующего этой энергии при простом растяжении:

$$\frac{1}{2}\left[(\sigma_x-\sigma_y)^2+(\sigma_y-\sigma_z)^2+(\sigma_z-\sigma_x)^2+6\left(\tau_{xy}^2+\tau_{yz}^2+\tau_{zx}^2\right)\right] \leqslant \sigma_\text{t}^2. \tag{1.5}$$

В простейших случаях одноосного напряжения и одноосной деформации эти две гипотезы дают тождественные результаты.

В пластической области приращение деформации вдоль каждой оси равно сумме упругой и пластической составляющих:

$$d\varepsilon_k = d\varepsilon_k^{el} + d\varepsilon_k^{pl}. \tag{1.6}$$

Пластические деформации не сопровождаются изменением объема:

$$d\dot{\varepsilon}_x^{pl} + d\dot{\varepsilon}_y^{pl} + d\dot{\varepsilon}_z^{pl} = 0. \tag{1.7}$$

Приращение максимальной деформации сдвига γ выражается как

$$d\gamma = d\varepsilon_x - d\varepsilon_y = d\frac{\tau}{G} + d\gamma_\text{p}, \tag{1.8}$$

где γ_p — пластическая компонента сдвиговой деформации, G — модуль сдвига.

В условиях стандартных испытаний при одноосно напряженном состоянии идеализированная диаграмма деформирования идеального упругопластического тела имеет вид, представленный на рис. 1.1 *а*. В данном случае

$$-\sigma_\text{t} \leqslant \sigma_x \leqslant \sigma_\text{t}; \quad \sigma_y = \sigma_z = 0; \quad \varepsilon_y = \varepsilon_z \neq 0\,. \tag{1.9}$$

Деформация имеет упругий характер до тех пор, пока напряжение не достигнет предела текучести σ_t. При этом реакция материала на нагрузку описывается законом Юнга. В области пластического деформирования напряжение остается неизменным: $\sigma_x = \sigma_\text{t}$. При изменении направления деформирования на обратное материал вновь ведет себя упруго вплоть до выполнения условия текучести в области напряжений обратного знака.

В плоских волнах сжатия и разрежения условия нагружения характеризуются одномерной деформацией, $\varepsilon_y = \varepsilon_z = 0$; при этом нормальные напряжения

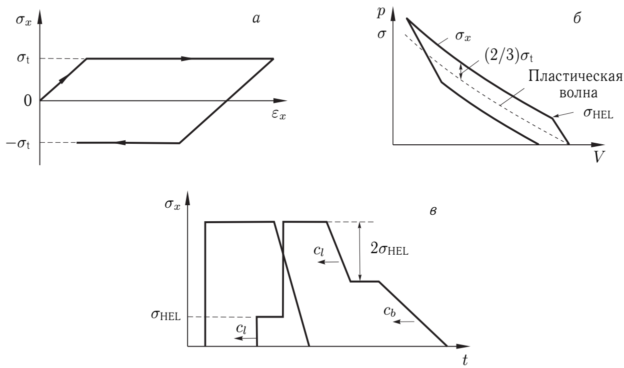

Рис. 1.1. Особенности упругопластического деформирования твердых тел в условиях одноосно напряженного состояния и в условиях одноосной деформации

в направлениях, перпендикулярных к направлению сжатия, не равны нулю $\sigma_y = \sigma_z \neq 0$. Изменение напряженного состояния в цикле сжатие–разрежение для этого случая показано на рис. 1.1 *б*. В упругой области продольная сжимаемость материала, равная

$$-\frac{1}{V}\frac{dV}{d\sigma_x} = \frac{1}{K + \dfrac{4G}{3}}, \tag{1.10}$$

меньше объемной сжимаемости:

$$-\frac{1}{V}\frac{dV}{dp} = \frac{1}{K}. \tag{1.11}$$

Здесь K — модуль всестороннего сжатия, $p = (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)/3$ — давление (шаровая часть тензора напряжений). Условие текучести выполняется при $|\tau| = \sigma_t/2$, то есть при

$$|\sigma_x - p| = \frac{2}{3}\sigma_t. \tag{1.12}$$

Продольная сжимаемость в пластической области равна объемной.

Переход от упругого деформирования к пластическому происходит при достижении напряжения, равного

$$\sigma_x = \sigma_{HEL} = \sigma_t\left(\frac{K}{2G} + \frac{2}{3}\right), \tag{1.13}$$

где σ_{HEL} — предел упругости при одноосном ударном сжатии. При разгрузке участок упругой деформации имеет вдвое большую величину $2\sigma_{HEL}$, так как в волне разрежения происходит уменьшение величины сдвиговых напряжений до нуля, затем происходит смена знака при τ и возрастание абсолютной величины τ до предельного значения $|\tau_{\mathrm{t}}| = \sigma_{\mathrm{t}}/2$.

На рис. 1.1 *в* показана эволюция первоначально прямоугольного импульса сжатия в идеализированном упругопластическом материале. Из-за различия продольных сжимаемостей в упругой и пластической областях деформирования волны сжатия и разрежения расщепляются с выделением упругих предвестников, распространяющихся со скоростью продольных звуковых волн: $c_l = \sqrt{(K + 4G/3)/\rho}$. Напряжение сжатия за фронтом упругого предвестника определяется пределом текучести материала и равно σ_{HEL}. Скорость распространения возмущений в пластической области определяется «объемной» скоростью звука: $c_b = \sqrt{K/\rho}$. Напряжение сжатия и другие параметры состояния за пластической ударной волной определяются условиями ударно–волнового нагружения, например — скоростью удара. Вследствие нелинейной сжимаемости материалов скорости упругой и пластической ударных волн обычно превышают значения продольной и объемной скоростей звука в исходном состоянии. Скорость пластической ударной волны U_s возрастает с увеличением давления, и при $U_s > c_l$ двухволновая конфигурация сжатия исчезает.

По результатам измерений профиля скорости свободной поверхности продольное напряжение на фронте упругого предвестника или гюгониевский предел упругости определяется как

$$\sigma_{\mathrm{HEL}} = 0,5\, u_{\mathrm{HEL}}\, \rho_0 c_l, \tag{1.14}$$

где u_{HEL}—скачок скорости свободной поверхности в предвестнике. Предел упругости при одномерной деформации связан с пределом текучести σ_{t}, в обычном понимании, соотношением

$$\sigma_{\mathrm{t}} = \frac{3}{2}\, \sigma_{\mathrm{HEL}} \left(1 - \frac{c_b^2}{c_l^2}\right). \tag{1.15}$$

1.3. Волна сжатия в упрочняющемся и разупрочняющемся материалах

Помимо динамического предела упругости, детальный анализ структуры упругопластической волны сжатия может дать сведения о деформационном упрочнении и релаксационных свойствах материала в условиях высокоскоростного деформирования. Деформационное упрочнение (возрастанием напряжения течения τ в пластической области) проявляется в форме профиля упругого предвестника. Вязкость или релаксация напряжений вызывают некоторое затухание упругого предвестника по мере его распространения и уменьшают крутизну пластической ударной волны.

Для пояснения связи между формой предвестника и диаграммой деформирования материала на рис. 1.2 показаны идеализированные диаграммы напряжение–деформация, соответствующие случаям идеальной пластичности, деформационного упрочнения, и временного разупрочнения с формированием верхнего и нижнего пределов текучести. Для идеального упругопластического материала и разупрочняющегося материала (кривые *1* и *3* на рис. 1.2) начальное состояние для линии Рэлея второй волны сжатия совпадает с состоянием на динамическом пределе упругости (HEL). Важно отметить, что линия Рэлея в этих координатах может иметь только положительный или нулевой наклон и не может иметь промежуточные пересечения с диаграммой деформирования. По этой причине, в частности, состояния на кривой напряжение–деформация разупрочняющегося материала, которые находятся ниже горизонтальной линии ab, не могут быть реализованы в волне сжатия. Вследствие этого так называемый «зуб текучести», наблюдающийся на диаграммах низкоскоростного деформирования железа и некоторых сталей, сам по себе не может привести к формированию аналогичной особенности в структуре упругопластической волны сжатия. В качестве индикатора временного разупрочнения в этом случае может быть малая, меньше объемной скорости звука c_b, скорость распространения пластической волны сжатия.

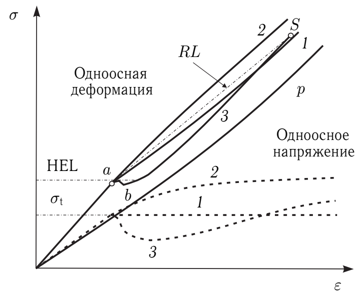

Рис. 1.2. Диаграммы упругопластического сжатия материалов с идеальной пластичностью (кривые *1*), деформационным упрочнением (кривые *2*) и начальным разупрочнением (кривые *3*). Пунктирные линии соответствуют условиям одноосно напряженного состояния, сплошные—одноосной деформации. Луч aS показывает пример линии Рэлея (RL)

При анализе характера течения в области между упругим предвестником и пластической волной сжатия примем во внимание, что скачкообразным изменениям сжимаемости вещества соответствуют разрывы в зависимости скорости звука от напряжения. В свою очередь, скачок скорости звука приводит к формированию участков течения с неизменными параметрами. Иными словами, если начало пластического деформирования сопряжено с изломом диаграммы напряжение–деформация, то упругий предвестник волны сжатия в таком материале должен иметь прямоугольный профиль.

Закон упрочнения описывается обычно эмпирическими соотношениями вида

$$\tau = \tau_0(1 + A\gamma_\text{p})^n, \tag{1.16}$$

$$\tau = \tau_0 + B\gamma_\text{p}^n, \tag{1.17}$$

где показатель упрочнения $n < 1$, γ_p — пластическая компонента сдвиговой деформации. Дифференцирование (1.16) дает

$$\frac{d\tau}{d\gamma_\text{p}} = \frac{\tau_0 n}{(1 + A\gamma_\text{p})^{1-n}} \to \tau_0 n \quad \text{при} \quad \gamma_\text{p} \to 0. \tag{1.18}$$

То есть в этом случае на диаграмме деформирования имеется излом при переходе от упругой к пластической деформации. В результате упругий предвестник приобретает форму скачка с областью постоянных параметров между его фронтом и фронтом пластической ударной волны. Влияние упрочнения по (1.16) проявляется в увеличении скорости пластической ударной волны.

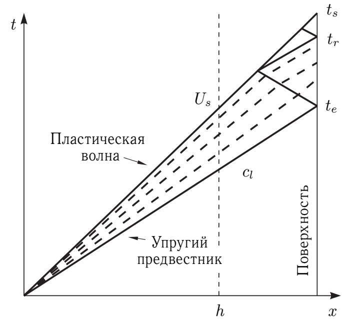

Рис. 1.3. Характеристики упругопластической волны сжатия в деформационно упрочняющемся материале

При дифференцировании (1.17) при $n < 1$ получаем

$$\frac{d\tau}{d\gamma_{\text{p}}} = \frac{nB}{\gamma_{\text{p}}^{1-n}} \to \infty \quad \text{при} \quad \gamma_{\text{p}} \to 0\,. \tag{1.19}$$

Это означает сохранение непрерывности производной с началом пластической деформации. В этом случае область аномальной кривизны диаграммы одноосного приводит к формированию дисперсионного участка за фронтом упругого предвестника, на котором имеет место непрерывное уменьшение волновых скоростей по мере возрастания напряжения.

Дисперсионный участок представляет собой простую волну, описываемую на диаграмме расстояние–время (рис. 1.3) веером характеристик, для которой

$$d\sigma_x = -\rho_0 c_\sigma^2\, d\varepsilon_x\,, \quad d\tau = \frac{3}{4}\left(1 - \frac{c_b^2}{c_\sigma^2}\right) d\sigma_x, \tag{1.20}$$

где c_σ — фазовая скорость распространения фиксированного уровня напряжения σ_x в координатах Лагранжа [3,7,8]. Отсюда

$$\frac{d\gamma_{\text{p}}}{d\tau} = -\frac{d\varepsilon_x}{d\sigma_x}\,\frac{d\sigma_x}{d\tau} - \frac{1}{G} = \frac{4}{3}\,\frac{1}{\rho_0(c_\sigma^2 - c_b^2)} - \frac{1}{G}\,, \tag{1.21}$$

$$\frac{d^2\gamma_{\text{p}}}{d\tau^2} = -\frac{8}{3}\,\frac{c_\sigma}{(c_\sigma^2 - c_b^2)^2}\,\frac{dc_\sigma}{d\tau} = -\frac{32}{9}\,\frac{c_\sigma^3}{\rho_0(c_\sigma^2 - c_b^2)}\,\frac{dc_\sigma}{d\sigma_x}\,. \tag{1.22}$$

Дифференцирование (1.17) дает

$$\frac{d\gamma_{\text{p}}}{d\tau} = \frac{\gamma_{\text{p}}^{1-n}}{Bn}, \qquad \frac{d^2\gamma_{\text{p}}}{d\tau^2} = \frac{1-n}{B^2n^2}\,\gamma_{\text{p}}^{1-2n}. \tag{1.23}$$

Приравнивая выражения для производных (1.21) и (1.23), получаем

$$\frac{4}{3\rho_0(c_\sigma^3 - c_b^3)} - \frac{1}{G} = \frac{\gamma_{\text{p}}^{1-n}}{Bn}, \qquad -\frac{32}{9}\,\frac{c_\sigma^3}{\rho_0(c_\sigma^2 - c_b^2)^3}\,\frac{dc_\sigma}{d\sigma_x} = \frac{1-n}{B^2n^2}\,\gamma_{\text{p}}^{1-2n}. \tag{1.24}$$

Отсюда следует, что при $\gamma_{\text{p}} = 0$ $\mathrm{c}_\sigma = c_l$ и при $n < 1$ величина c_σ монотонно уменьшается по мере увеличения пластической деформации. Учитывая, что для простой центрированной волны

$$c_\sigma = \frac{h}{h/\mathrm{c}_l + t(\sigma_x)}, \qquad \frac{dc_\sigma}{d\sigma_x} = \left(\frac{\partial c_\sigma}{\partial \sigma_x}\right)_h = \frac{c_\sigma^2}{h\cdot(d\sigma_x/dt)_h}, \tag{1.25}$$

где h — пройденное волной расстояние, t — промежуток времени между фронтом предвестника и моментом достижения данного уровня напряжения σ_x, получаем, что при $n < 1/2$ за упругим скачком градиент напряжения $\partial\sigma_x/\partial t \to \infty$ и по мере последующей деформации наклон профиля $\sigma_x(t)$ в предвестнике уменьшается. В случае $n > 1/2$, величина $\partial\sigma_x/\partial t$ за упругим скачком равна нулю и возрастает по мере пластического деформирования. При $n = 1/2$, $d\sigma_x/dt = \mathrm{const} \neq 0$. При этом константа упрочнения определяется соотношением

$$B^2 = -\frac{9}{16}\frac{(c_\sigma^2 - c_b^2)^3\rho_0}{c_\sigma^3\cdot dc_\sigma/d\sigma_x}. \tag{1.26}$$

1.4. Эволюция упругого предвестника в релаксирующих средах

Вследствие ограниченности скорости движения и размножения носителей пластической деформации (дислокаций) напряжение течения возрастает с увеличением скорости деформирования. Феноменологически зависимость напряжения течения от скорости деформирования трактуется как проявление «вязкости» или релаксации напряжений в твердом теле. Динамика деформирования релаксирующих сред описывается различными моделями упруговязкого и упруговязкопластического тел. Простейшей из них является модель Максвелла, включающая последовательно упругий G и вязкий η элементы (рис. 1.4 *а*).

Общая деформация γ в модели Максвелла есть сумма упругой γ_{e} и пластичной (вязкой) γ_{p} компонент:

$$\gamma = \gamma_{\text{e}} + \gamma_{\text{p}}. \tag{1.27}$$

Упругая компонента деформации связана с напряжением законом Гука: $\gamma_{\text{e}} = \tau/G$, в то время как напряжение в вязком элементе определяется скоростью изменения этой компоненты деформации: $d\gamma_{\text{p}}/dt = \tau/\eta$, где η — коэффициент вязкости. При мгновенном приложении нагрузки деформация в первый момент локализуется в упругом элементе, затем развивается вязкая деформация, сопровождающаяся релаксацией напряжения, которая описывается уравнением

$$\frac{1}{\tau}\,\frac{d\tau}{dt} = -\frac{G}{\eta}.$$

Интегрирование этого уравнения приводит к экспоненциальному закону релаксации напряжений со временем при фиксированной общей деформации γ:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(-\frac{G}{\eta}\,t\right). \tag{1.28}$$

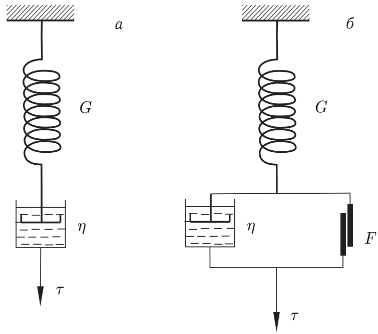

Рис. 1.4. Реологические модели упруговязкой деформации. G — упругий элемент, η — элемент с вязкостью, F — элемент трения

Отношение коэффициента вязкости к модулю сдвига, η/G, в рамках данной модели есть время релаксации — параметр, часто используемый в качестве характеристики упруговязкой среды.

В другом характерном случае фиксированной скорости деформирования $\dot{\gamma}$ напряжение монотонно возрастает от нуля до некоторой предельной величины, определяемой коэффициентом вязкости и скоростью деформирования:

$$\tau = \eta \frac{d\gamma}{dt} \left[1 - \exp\left(-\frac{G}{\eta} t \right) \right]. \tag{1.29}$$

Упруговязкий характер деформирования твердого тела приводит к появлению ряда специфических особенностей эволюции импульсов ударной нагрузки. Упругий предвестник ударной волны в такой среде уменьшает свою амплитуду по мере распространения. Для упруговязких след характерно формирование релаксационных зон, в которых асимптотически достигаются конечные состояния, непосредственно за участками с большими градиентами параметров.

Рассмотрим затухание предвестника волны сжатия в упруговязкой среде более подробно, для чего выпишем частные производные массовой скорости и напряжения на его фронте вдоль траектории его распространения [9]. С учетом законов сохранения массы и импульса получаем:

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\mathrm{HEL}} = \dot{\sigma} - \rho_0 c_l \dot{u}, \qquad \left.\frac{du}{dt}\right|_{\mathrm{HEL}} = \dot{u} + \rho_0 c_l \dot{V}, \tag{1.30}$$

где c_l — скорость упругого предвестника, точкой над символом обозначена частная производная по времени. Отсюда с учетом соотношений Рэнкина–Гюгонио получаем

$$2 \left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\mathrm{HEL}} = \dot{\sigma} + \rho_0^2 c_l^2 \dot{V}. \tag{1.31}$$

Пусть релаксация сдвиговых напряжений описывается некоторой функцией $F = G\dot{\gamma}_\text{p}$. Тогда

$$\dot{\tau} = -G\rho_0\dot{V} - F\,, \qquad \dot{\sigma} = -\rho_0 E'\dot{V} - \frac{4}{3}\,F, \tag{1.32}$$

что после соответствующей подстановки приводит к известному [9,10] уравнению затухания предвестника в релаксирующем материале с линейной сжимаемостью:

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_\text{HEL} = -\frac{2}{3}\,F. \tag{1.33}$$

Последнее уравнение не содержит никаких параметров течения кроме напряжения на фронте упругого предвестника. Иными словами, в релаксирующем линейно сжимаемом материале предвестник должен затухать независимо от того, уменьшается или возрастает напряжение за скачком на его фронте. В случае предвестника, имеющего форму пика напряжения, некоторый вклад в его затухание дает также нелинейность сжимаемости материала.

Возможности применения модели упруговязкого тела расширяются введением параллельно вязкому элементу элемента трения (тело Шведова–Бингама — рис. 1.4 *б*) и нелинейной вязкости.

Для того, чтобы выявить детали процесса формирования упругого предвестника ударной волны, рассмотрим для примера процесс формирования упругого предвестника после соударения двух пластин из одного и того же материала. Вследствие симметрии такого удара скорость поверхности соударения сохраняется неизменной ($\dot{u} = 0$) вплоть до начала разгрузки. В этом случае на начальном этапе

$$\dot{\sigma} = \left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_\text{HEL} = -\frac{2}{3}\,F \quad \text{и} \quad \dot{V} = \frac{\dot{\sigma}}{\rho_0 E'}\,. \tag{1.34}$$

Для того, чтобы выявить тенденцию дальнейшего изменения волнового профиля, рассмотрим уравнение для эволюции градиентов напряжения и массовой скорости непосредственно за скачком на фронте упругого предвестника:

$$\left.\frac{d\dot{\sigma}}{dt}\right|_\text{HEL} = \frac{\partial\dot{\sigma}}{\partial t} - \rho_0 c_l\,\frac{\partial\dot{u}}{\partial t}\,. \tag{1.35}$$

Поскольку в случае симметричного удара скорость поверхности соударения сохраняется неизменной, $\partial u/\partial t = 0$ и $\partial\dot{u}/\partial t = 0$, то

$$\frac{\partial\dot{\sigma}}{\partial t} = -\frac{2}{3}\,\dot{F} \quad \text{и} \quad \left.\frac{d\dot{\sigma}}{dt}\right|_\text{HEL} = -\frac{2}{3}\,\dot{F}\,. \tag{1.36}$$

Таким образом, градиент напряжения за фронтом предвестника на начальном этапе должен сохраняться постоянным, если скорость пластической деформации не изменяется ($\dot{F} = 0$), формировать пик, если пластическая деформация ускоряется ($\dot{F} > 0$), и формировать подъем в случае замедляющейся релаксации напряжений.

В то время как однозначным свидетельством релаксации напряжений за фронтом упругого предвестника является его затухание по мере распространения, формирование пика напряжения в лидирующей части предвестника является свидетельством интенсивного размножения носителей пластической деформации — дислокаций. Так называемый «зуб текучести» на квазистатической диаграмме деформирования сам по себе не может привести к формированию предвестника в форме пика напряжения. Нарастание параметров за фронтом упругого предвестника может быть следствием как деформационного упрочнения, так и замедляющейся релаксации напряжений.

1.5. Интерпретация профилей скорости свободной поверхности при выходе упругопластической волны сжатия

Регистрация профилей скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$ (скорости тыльной поверхности пластины испытуемого материала как функции времени) в настоящее время является наиболее распространенным способом исследования структуры интенсивных упругопластческих волн сжатия в твердом теле. Хотя разработаны и применяются другие способы измерений, в частности — регистрация профилей массовой скорости и напряжения сжатия во внутренних сечениях образца или на границе с эталонной преградой, измерения профилей скорости свободной поверхности имеют такие преимущества, как простота постановки, надежность и наиболее высокое временное разрешение. Очень часто интерпретация результатов измерений ограничивается определением величины динамического предела текучести материала, хотя волновые профили содержат более полную информацию о диаграмме деформирования $\sigma(\varepsilon)$ при сжатии и, следовательно, о деформационном упрочнении материала, а также о его релаксационных свойствах. Следует, однако, помнить, что профиль скорости свободной поверхности формируется в результате взаимодействия падающей волны сжатия и отраженной волны разрежения и по этой причине не совсем точно воспроизводит структуру волны сжатия внутри испытуемого образца.

Диаграмма деформирования восстанавливается из измеренного профиля упругопластической волны сжатия в рамках приближения простой центрированной волны [1–3]. Для простой волны, описываемой веером прямолинейных характеристик, приращения продольного напряжения $d\sigma_x$ и деформации, $d\varepsilon_x = -dV/V_0$, связаны соотношением

$$d\sigma_x = \rho_0 {a_\sigma}^2 d\varepsilon_x\,, \tag{1.37}$$

где a_σ — фазовая скорость распространения участка волны с напряжением сжатия σ_x в координатах Лагранжа. Максимальное напряжение сдвига τ при одномерной деформации в ударной волне определяется из разности между продольным напряжением σ_x и давлением p:

$$\tau = \frac{3}{4}\,(\sigma_x - p)\,. \tag{1.38}$$

Из рассмотрение диаграммы расстояние–время для простой центрированной волны следует, что фазовая скорость a_σ определяется как

$$a_\sigma = \frac{h}{h/c_l + t(\sigma_x)}\,, \tag{1.39}$$

где h — расстояние между поверхностью соударения (полюсом веера характеристик центрированной волны) и сечением в образце, для которого анализируется профиль напряжения $\sigma_x(t)$, t — интервал времени, отсчитываемый от фронта упругого предвестника. В случае, если вместо профиля напряжения $\sigma_x(t)$ анализируется профиль скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$, используется эмпирический закон удвоения скорости:

$$u_{fs}(t) = 2u_p(t) \quad \text{и} \quad d\sigma_x(t) = \rho a_\sigma \cdot du_p(t)\,. \tag{1.40}$$

Более детальный анализ с учетом взаимодействия между падающей и отраженной волнами вблизи поверхности образца дает

$$a_\sigma = c_l\,\frac{2h - c_l t(\sigma)}{2h + c_l t(\sigma)}\,. \tag{1.41}$$

Пластическая компонента деформации γ_p рассчитывается интегрированием соотношения

$$d\gamma_\mathrm{p} = d\varepsilon_x - d\tau/G. \tag{1.42}$$

Поскольку время сжатия известно, то средняя скорость деформирования в конкретных экспериментах оценивается достаточно точно делением величины деформации на соответствующий интервал времени.

Взаимодействие упругопластической волны сжатия со свободной поверхностью испытуемого образца приводит к появлению серии отражений и искажению регистрируемого волнового профиля. На рис. 1.5 показан профиль скорости свободной поверхности, полученный численным моделированием ударного сжатия пластины идеального упругопластического материала. Видно, что хотя в целом график подобен профилям напряжения во внутренних сечениях пластины, профиль скорости свободной поверхности содержит ряд дополнительных особенностей. Причины появления последних поясняются диаграммами напряжение–массовая скорость и расстояние–время на рис. 1.6 и 1.7.

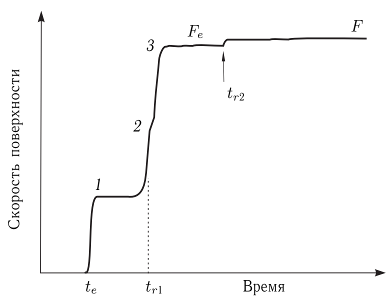

Рис. 1.5. Профиль скорости свободной поверхности пластины идеального упругопластического материала, полученный в результате численного моделирования

Выход упругого предвестника на свободную поверхность приводит ее в движение со скоростью $u_{fs,1}$, равной удвоенной величине массовой скорости на динамическом пределе упругости: $u_{fs,1} = u_{p,\mathrm{HEL}}$ и вызывает появление отраженной волны разрежения. После встречи отраженной волны с пластической ударной волной в разгруженном материале вновь формируется упругая волна сжатия, что может быть интерпретировано как отражение упругой волны разрежения от пластической волны сжатия. Это отражение формирует вторую ступеньку на профиле скорости свободной поверхности — точка *2* на рис. 1.5.

Пусть начальное состояние ударного сжатия соответствует точке S_0 на исходной ударной адиабате материала (рис. 1.6). После взаимодействия отраженной и падающей волн дальнейшее распространение последней описывается ударной адиабатой $1 - S_1$, сдвинутой относительно исходной вдоль оси скорости на величину $2u_{p,\mathrm{HEL}}$. При этом существенно, что разгрузка ударно-сжатого вещества из точки S_0 в точку S_1 имеет упругий характер. Затем реверберация упругой волны между свободной поверхностью и пластическим фронтом вызывает дальнейшее понижение напряжение из состояния S_1 в точку S_2 и опять переход происходит упругим образом, потому что

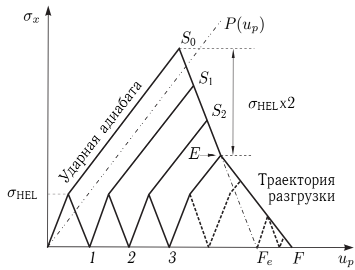

Рис. 1.6. Диаграмма напряжение–массовая скорость взаимодействия упругопластической волны сжатия со свободной поверхностью пластины. Цифрами *1*, *2*, *3* показаны значения скорости поверхности в соответствующих точках волнового профиля на рис. 1.5. Точки S_0, S_1, S_2 показывают начальное состояние ударного сжатия и состояния, получаемые в результате взаимодействия падающей волны сжатия и отраженных волн разрежения. Точки F и F_e соответствуют указанным на рис. 1.5

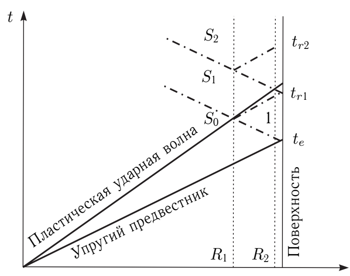

Рис. 1.7. Диаграмма расстояние–время отражения упругопластической волны сжатия от свободной поверхности пластины. Точки S_0, S_1, S_2 соответствуют состояниям, отмеченным на рис. 1.6

точка S_1 на смещенной ударной адиабате соответствует состоянию ударно-сжатого вещества выше кривой всестороннего сжатия, отвечающему условию текучести. Реверберации упругой волны прекращаются с падением напряжения во второй волне до величины динамического предела упругости.

В ходе реверберации состояние в падающей волне сжатия поэтапно переходит от точки S_0 в точку F_e на рис. 1.6 вдоль траектории упругой разгрузки S_0–F_e. Иными словами, тонкий приповерхностный слой претерпевает только упругие деформации. В то же время более удаленные слои, расположенные по левую сторону от линии R_1 на рис. 1.7, находились в ударно-сжатом состоянии значительно выше предела упругости и должны разгружаться упругопластическим образом вдоль траектории S_0–E–F. В результате этого процесса скорость свободной поверхности должна быть выше и соответствовать точке F на диаграмме напряжение–массовая скорость. Рассогласование импедансов различных слоев пластины вызывает дополнительные отражения, которые проявляется в виде продолжительных ступенек в верхней части профиля скорости свободной поверхности на рис. 1.5. В случае дисперсии волн эта часть профиля скорости свободной поверхности упругопластического тела приобретает некоторый наклон. Таким образом, даже при отсутствии релаксационных процессов, когда внутри пластины имеет место плато напряжения за пластической ударной волной, на профиле скорости свободной поверхности появляются дополнительные скачки или наклон начального участка ожидаемого плато параметров состояния.

1.6. Структура пластической ударной волны

В то время как в классической газодинамике ударную волну обычно представляют в виде скачка параметров состояния, а ее ширина представляется пренебрежимо малой, время нарастания параметров при ударно-волновом сжатии твердого тела во многих случаях оказывается вполне измеримым. Ширина пластической ударной волны определяется временем релаксации сдвиговых напряжений — параметром, обратно пропорциональным вязкости материала. Авторы работы [11] нашли, что максимальная скорость $\dot{\varepsilon}_m$ деформирования в пластической ударной волне для различных материалов связана с давлением ударного сжатия универсальным соотношением:

$$\dot{\varepsilon}_m = A\,(\Delta\sigma)^4\,, \tag{1.43}$$

где A — константа материала, $\Delta\sigma$ — разность между максимальным напряжением сжатия в пластической ударной волне и напряжением в упругом предвестнике. Если волна сжатия стационарна, то изменение девиаторных напряжений в ней полностью определяется взаимным положением ударной адиабаты и линии Рэлея, как это показано на рис. 1.8. При этом скорость деформирования определяется кинетикой движения и размножения дислокаций и автоматически устанавливается такой, какой она должна быть при данных напряжениях и предыстории деформирования.

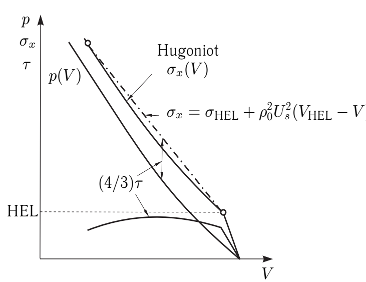

Рис. 1.8. Эволюция напряжений в упругопластической волне сжатия

Можно показать, что максимальное сдвиговое напряжение в стационарной волне примерно пропорционально квадрату максимального напряжения ударного сжатия. В точке максимума ($\dot{\tau} = 0$) скорость пластического деформирования $\dot{\gamma}_\text{p}$ равна общей скорости сжатия $\dot{\varepsilon}_x$. При этом эмпирическое соотношение [11] преобразуется к следующему виду:

$$\dot{\gamma}_{\text{p}} = A' \left(\tau - \frac{1}{2} Y \right)^2 . \tag{1.44}$$

Значение коэффициента A' составляет примерно 10^8 ГПа$^{-2}$·с$^{-1}$ для алюминия, $6 \cdot 10^8$ ГПа$^{-2} \cdot$ с$^{-1}$ для висмута, $3 \cdot 10^8$ ГПа$^{-2} \cdot$ с$^{-1}$ для меди, $3 \cdot 10^7$ ГПа$^{-2} \cdot$ с$^{-1}$ для железа, $5 \cdot 10^7$ ГПа$^{-2} \cdot$ с$^{-1}$ для бериллия. Из последнего соотношения следует, что вязкость твердых тел не является константой и уменьшается с возрастанием скорости деформирования.

В случае многокомпонентных композитных материалов дополнительным фактором, приводящим к увеличению ширины ударной волны, является акустическое взаимодействие между компонентами.

1.7. Формирование двухволновой структуры при полиморфном превращении в процессе ударного сжатия

Перестройка кристаллической структуры (полиморфное превращение) при сжатии материалов с низкой плотностью упаковки кристаллической решетки обычно сопряжена с возрастанием его плотности. В результате на ударной адиабате появляется область аномальной сжимаемости, что означает потерю устойчивости ударной волны и ее расщепление на две последовательные волны ударного сжатия. Основные особенности полиморфных превращений в ударных волнах обсуждаются в обзорах [12, 13].

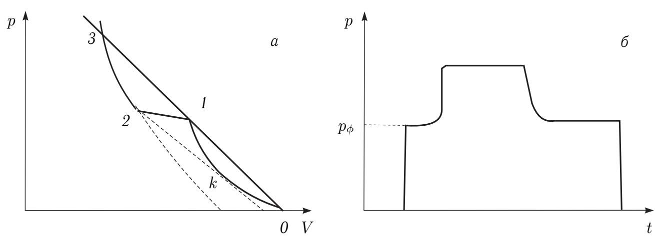

Рис. 1.9. Расщепление ударной волны и образование ударной волны разрежения вследствие обратимого полиморфного превращения с изменением объема. *а* — ударная адиабата материала, претерпевающего полиморфный переход; *б* — профиль давления в импульсе ударного сжатия

Влияние полиморфных превращений с изменением объема на профили волн сжатия и разрежения поясняется на рис. 1.9 [1]. Переход в более плотную фазу начинается в точке *1* при давлении p_1 и завершается в точке *2* при давлении p_2. Область *1*–*2* является областью смешанных фаз. Область *1*–*3* ниже линии Рэлея, проходящей через точку *1*, недоступна для однократных ударно-волновых переходов при сжатии из начального состояния *0*. Ударные волны с давлением $p_1 < p < p_3$ расщепляются на две стационарные волны сжатия, причем скорость первой волны $U_{S1} = V_0\sqrt{p_1/(V_0 - V)}$ больше лагранжевой скорости второй волны $U_{S2} = V_0\sqrt{(p_0 - p_1)/(V_0 - V)}$. Качественно ситуация подобна случаю потери устойчивости ударной волны при упругопластическом переходе, однако для волн разрежения такого сходства уже нет.

При разгрузке сжатой фазы высокого давления изменение ее состояния до начала обратного превращения в точке *2* соответствует кривой сжимаемости этой фазы. Область давлений $p_k < p < p_2$ для волн разрежения является аномальной в том смысле, что скорость звука с уменьшением давления изменяется немонотонно и в точке k она выше, чем на участке *2–1*. В результате при разгрузке образуется ударная волна разрежения, которая распространяется со скоростью U_R:

$$U_R = V_0\sqrt{(p_2 - p_k)/(V_k - V_2)}\,. \tag{1.45}$$

Образование двухволновой конфигурации сжатия и ударной волны разрежения является наиболее наглядным и убедительным свидетельством обратимого полиморфного перехода в импульсе сжатия. Помимо давлений прямого и обратного превращений, измерения волновых профилей дают сведения о скорости этих превращений. При этом кинетические данные получают из анализа затухания первой волны и измерений времени нарастания параметров во второй волне в зависимости от давления ударного сжатия подобно тому, как это делается при исследовании кинетики высокоскоростного упругопластического деформирования.

1.8. Откольное разрушение твердых тел. Волновые взаимодействия при отколе

Динамическая прочность материалов в области предельно малых длительностей нагрузки исследуется путем анализа так называемых «откольных» явлений при отражении импульсов сжатия от свободной поверхности тела. В результате интерференции падающей и отраженных волн внутри тела генерируются растягивающие напряжения, которые могут привести к его разрушению с образованием откольной пластины. Это явление называют откольным разрушением или отколом. Сопротивление разрушению материала в условиях откола называют откольной прочностью. Термин «откольная прочность» не является строгим физическим понятием и часто вызывает возражения по той причине, что величина разрушающего напряжения не постоянна, возрастает с увеличением скорости растяжения и определяется скорее балансом между скоростью разрушения и скоростью приложения нагрузки, чем неким «порогом разрушения». Тем не менее, этот термин принят и используется в литературе в качестве стандартного термина для описания динамической прочности материалов.

Методы измерения сопротивления материалов откольному разрушению базируются на анализе волновых взаимодействий. На рис. 1.10 представлены диаграммы расстояние–время и массовая скорость–давление, иллюстрирующие волновые взаимодействия при отражении треугольного импульса сжатия от свободной поверхности тела. Выход на свободную поверхность ударной волны вызывает скачкообразное увеличение скорости поверхности до величины u_0, равной удвоенной массовой скорости в ударной волне. Отражение ударной волны от поверхности вызывает появление центрированной волны разрежения, которая на диаграмме t–x представлена веером C_--характеристик. Вслед за ударной волной на поверхность выходит падающая волна разгрузки, описываемая C_+-характеристиками на диаграмме t–x. Волна разгрузки вызывает уменьшение скорости поверхности. Состояния вещества в зоне взаимодействия падающей и отраженной волн отыскиваются на диаграмме p–u как точки

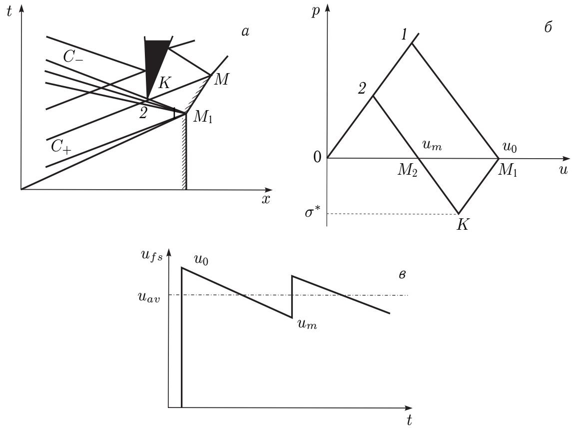

Рис. 1.10. Волновые взаимодействия при отколе: *а* — t–x диаграмма отражения импульса сжатия от свободной поверхности; *б* — p–u диаграмма волновых взаимодействий; *в* — профиль скорости свободной поверхности при откольном разрушении

пересечения римановых траекторий изменения состояния вдоль характеристик C_+ и C_-, проходящих через данную точку вещества в данный момент времени.

При взаимодействии двух встречных волн разрежения давление и массовая скорость изменяются по кривым, параллельным ударной адиабате вдоль C_--характеристик и, симметричным ей, вдоль C_+-характеристик. В каждом слое образца максимальные значения растягивающих напряжений достигаются в момент прохождения хвостовой характеристики центрированной волны разрежения. В частности, состояние вещества в плоскости откола непосредственно перед началом разрушения отвечает на диаграмме p–u точке пересечения K римановых траекторий M_1K (изменение состояния вдоль хвостовой характеристики отраженной центрированной волны) и $2K$ (траектория вдоль последней C_+-характеристики падающей волны разгрузки, прошедшей через плоскость откола). В слое, где растягивающее напряжение превзойдет некоторое критическое для данного материала значение, произойдет его разрушение — откол. Если значение критического разрушающего напряжения σ^* фиксировано и не зависит от времени действия, а разрушение происходит мгновенно, то напряжение в откольной плоскости быстро релаксирует от σ^* до нуля (состояние на свободной поверхности). В результате в обе стороны от поверхности откола пойдут волны сжатия. После выхода этой волны сжатия на свободную поверхность ее скорость вновь возрастает до u_0. Тем самым формируется так называемый «откольный импульс» на профиле скорости свободной поверхности. Вследствие последующего многократного переотражения волн между поверхностью откола и свободной поверхностью образца, движение последней происходит в виде затухающих колебаний. При этом скорость поверхности стремится к среднему значению между минимумом и максимумом скорости. Амплитуда реверберирующих в откольной пластине волн со временем уменьшается из-за диссипативных потерь.

Крутизна откольного импульса в реальных материалах зависит от характера разрушения. Если разрушение происходит без задержки в узкой области образца, то время нарастания скорости во фронте откольного импульса мало. Откольное разрушение материалов с высокой вязкостью сопровождается появлением слабого откольного импульса с плавным нарастанием скорости и быстрым затуханием колебаний скорости поверхности. На рис. 1.10 *в* показан типичный профиль скорости свободной поверхности образца при его откольном разрушении. Подобные профили скорости поверхности при отколе предсказывались с помощью численных расчетов и наблюдались экспериментально в многочисленных опытах.

1.9. Определение величины разрушающего напряжения при отколе. Искажение волновых профилей при отколе в упруго-пластическом теле

Величина разрушающего напряжения при отколе (откольная прочность материала) определяется на основании измерений профиля скорости свободной поверхности как функции времени $u_{fs}(t)$. Релаксация растягивающего напряжения при разрушении приводит к появлению волны сжатия, выход которой на поверхность тела формирует так называемый откольный импульс на профиле $u_{fs}(t)$.

Анализ взаимодействия падающей и отраженной волн методом характеристик дает соотношение между напряжением в плоскости откола σ^* и спадом скорости поверхности Δu_{fs} от ее максимального значения в импульсе сжатия u_0 до значения u_m перед фронтом откольного импульса: $\Delta u_{fs} = u_0 - u_m$. В линейном приближении это соотношение имеет вид [14]

$$\sigma^* = \frac{1}{2}\,\rho_0\, c_0\, \Delta u_{fs}\,, \tag{1.46}$$

где ρ_0, c_0 — соответственно, плотность материала и скорость звука в нем. Учет нелинейности сжимаемости вводит некоторую поправку в (1.46), которая для отколов миллиметровой толщины обычно невелика.

В случае явного проявления упругопластических свойств испытуемого материала возникает вопрос, какое из значений скорости звука следует использовать в (1.46): скорость упругих продольных возмущений $c_l = \sqrt{[K + (4/3)\,G]/\rho}$ или «объемную» скорость звука $c_b = \sqrt{K/\rho}$, соответствующую скорости возмущений в области пластического деформирования.

На рис. 1.11 показана диаграмма продольное напряжение σ_x — массовая скорость u для волновых взаимодействий при отражении импульса сжатия от свободной поверхности тела. На диаграмме линией H показана ударная адиабата, S_i, S_r — траектории разгрузки в падающей и отраженной волнах разрежения, соответственно, R_{pl}, C_e — траектории изменения состояния вдоль C_+-характеристик в области пластического растяжения перед отколом и упругого сжатия после откола. Наклон начального участка ударной адиабаты до предела упругости σ_{HEL} составляет $d\sigma_x/du = \rho c_l$. В области пластического деформирования выше предела упругости $d\sigma_x/du = \rho c_b$. Разрежение после ударного сжатия также имеет упругопластический характер. Если интенсивность импульса ударного сжатия превышает величину $2\sigma_{\text{HEL}}$, то растяжение при взаимодействии падающей и отраженной волн разрежения генерируется в области пластических деформаций.

В работе [15] обращено внимание на тот факт, что с началом разрушения пластическое растяжение в откалывающемся слое сменяется его упругим сжатием. По этой причине скорость распространения фронта откольного импульса должна быть равна