

УДК 532.593

ИСКАЖЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОФИЛЕЙ ПРИ ОТКОЛЕ В УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОМ ТЕЛЕ

Г. И. Канель

Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института
высоких температур РАН, 127412 Москва

Анализируется искажение волновых профилей при измерении откольной прочности упругопластических материалов. Получено выражение для скорости упругой волны сжатия, догоняющей пластическую волну разрежения. Показано, что в зависимости от соотношения градиентов напряжения в пластической волне разрежения и догоняющей волне сжатия скорость фронта последней изменяется в интервале между скоростями продольных возмущений и возмущений объемного расширения-сжатия.

Динамическая прочность материалов на разрыв в субмикросекундном диапазоне длительностей нагрузки исследуется путем регистрации откольных явлений при отражении импульса одномерного ударно-волнового сжатия от свободной поверхности тела [1]. Интерференция падающей и отраженной волн разрежения приводит к растяжению внутри тела, в результате чего инициируется высокоскоростное разрушение. Величина разрушающего напряжения при отколе (откольная прочность материала) определяется по результатам 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 $u_{fs}(t)$.

Из анализа взаимодействия падающей и отраженной волн методом характеристик следует соотношение между напряжением в плоскости откола σ^* и разностью Δu_{fs} максимальной скорости поверхности u_0 в импульсе сжатия и ее скорости u_m перед фронтом откольного импульса. В линейном приближении это соотношение имеет вид [2]

$$\sigma^* = \rho_0 c_0 \Delta u_{fs} / 2, \quad (1)$$

где ρ_0 , c_0 — плотность материала и скорость звука в нем. Учет нелинейности сжимаемости дает незначительную поправку в (1).

Для упругопластического материала необходимо выяснить, какое из значений скорости звука следует использовать в (1): скорость упругих продольных возмущений $c_l = \sqrt{[K + (4/3G)]/\rho}$ (K — модуль объемного сжатия, G — модуль сдвига) или скорость объемного расширения-сжатия $c_b = \sqrt{K/\rho}$, соответствующую скорости возмущений в области пластического деформирования.

На рис. 1 представлена диаграмма продольное напряжение σ_x — массовая скорость u для волновых взаимодействий при отражении импульса сжатия от свободной поверхности тела. Штриховой линией представлена зависимость среднего давления p от массовой скорости. 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 достижения

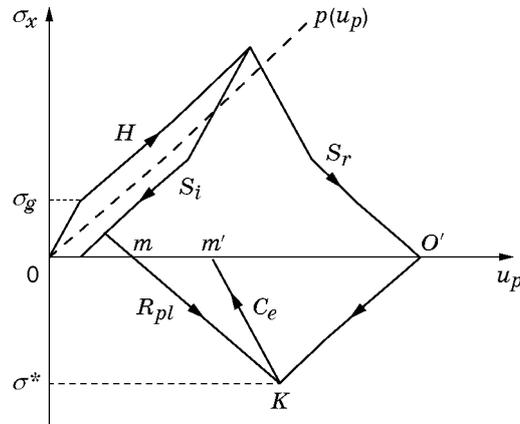


Рис. 1

предела упругости σ_g 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 $2\sigma_g$, растяжение при взаимодействии падающей и отраженной волн разрежения генерируется в области пластических деформаций.

В работе [3] отмечается, что с началом разрушения пластическое растяжение в откалывающемся слое сменяется его упругим сжатием. Вследствие этого скорость распространения фронта откольного импульса должна быть равна продольной скорости звука c_l , в то время как ниспадающая ветвь импульса сжатия распространяется перед ним с объемной скоростью звука $c_b < c_l$. В результате профиль скорости свободной поверхности получается искаженным, а декремент скорости поверхности в (1) $\Delta u_{fs} = u_0 - u_{m'}$ оказывается меньше его значения в случае, когда пренебрегается пределом текучести ($\Delta u_{fs} = u_0 - u_m$). Согласно [3] значение разрушающего напряжения определяется по точке пересечения римановой траектории $O'K$ с наклоном ρc_b , соответствующей хвостовой C_- -характеристике отраженной волны разрежения, и траектории $m'K$ с наклоном $-\rho c_l$, соответствующей C_+ -характеристике фронта откольного импульса (рис. 1). Точка m' соответствует значению скорости свободной поверхности перед фронтом откольного импульса. В этом приближении

$$\sigma_c^* = \rho_0 c_l \Delta u_{fs} (1 + c_l/c_b)^{-1}. \quad (2)$$

В соотношении (2) толщина откола не учитывается. Между тем представляется очевидным (имеющиеся экспериментальные данные это подтверждают), что искажение профилей скорости свободной поверхности должно зависеть от толщины откола и формы профиля импульса ударного сжатия. Следовательно, использование соотношения (2) при обработке данных экспериментов с варьируемыми условиями нагружения может привести к различным значениям прочности, даже если в действительности ее величина неизменна. Для того чтобы учесть это обстоятельство, в [4] введена поправка $\Delta\sigma$ в соотношение (2):

$$\sigma_c^* = \rho_0 c_l \Delta u_{fs} \frac{1}{1 + c_l/c_b} + \Delta\sigma, \quad \Delta\sigma = \frac{1}{2} \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{C_-} h \left(\frac{1}{c_b} - \frac{1}{c_l} \right), \quad (3)$$

где $d\sigma/dt|_{C_-}$ — градиент напряжений вдоль хвостовой C_- -характеристики отраженной волны разрежения, равный удвоенному градиенту ниспадающей ветви импульса сжатия; h — толщина откольного слоя. В работе [4] введение поправки $\Delta\sigma$ не обосновано. Предполагается, что при введении $\Delta\sigma$ определяется значение u_{fs} , которое имело бы место перед

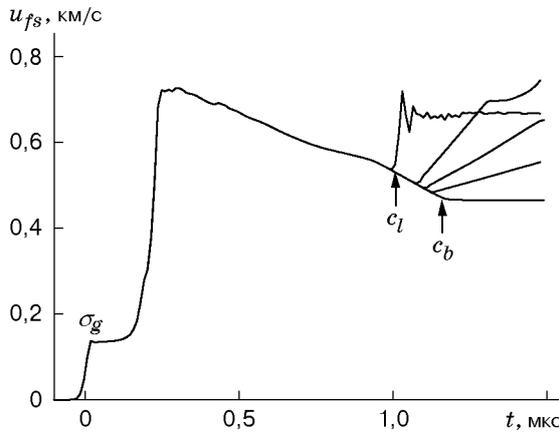


Рис. 2

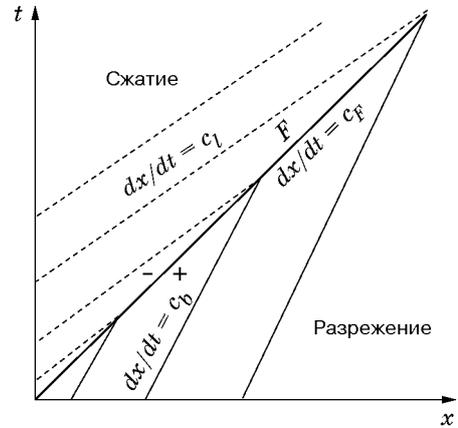


Рис. 3

фронтом откольного импульса, если бы регистрируемый профиль $u_{fs}(t)$ не был искажен из-за различия волновых скоростей. Но тогда в первом соотношении (3) следует использовать объемную скорость звука c_b , а не ее комбинацию с c_l . В [5] предложено соответствующее соотношение

$$\sigma^* = \rho_0 c_b (\Delta u_{fs} + \delta) / 2. \quad (4)$$

Согласно [5] поправка δ рассчитывается в предположении суперпозиции падающей волны разрежения и откольного импульса с учетом измеренных градиентов скорости свободной поверхности \dot{u}_1, \dot{u}_2 перед фронтом откольного импульса и в самом откольном импульсе:

$$\delta = \left(\frac{h}{c_b} - \frac{h}{c_l} \right) \frac{|\dot{u}_1 \dot{u}_2|}{|\dot{u}_1| + \dot{u}_2}. \quad (5)$$

Здесь точкой обозначена производная по времени.

Различие способов определения откольной прочности при одном и том же способе измерений свидетельствует о незавершенности анализа и требует более детального рассмотрения волновых взаимодействий в условиях откола в упругопластическом теле.

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования взаимодействия догоняющей волны сжатия с волной разрежения в упругопластическом теле. На границе пластины создавался импульс ударного сжатия треугольного профиля, через 1 мкс линейное уменьшение скорости границы сменялось ее ростом, что возбуждало вторую волну сжатия в пластине. В расчетах варьировалась крутизна второй волны сжатия. Профили скорости свободной поверхности, представленные на рис. 2, иллюстрируют зависимость скорости фронта второй волны от ее крутизны. Если вторая волна является ударной, то скорость ее фронта равна продольной скорости звука. С уменьшением крутизны второй волны скорость распространения ее фронта уменьшается, приближаясь к объемной скорости звука. Измерения, проводившиеся в аналогичных условиях [6], показывают, что скорость второй волны сжатия малой интенсивности находится в интервале между c_l и c_b .

Для того чтобы получить выражение для скорости фронта второй волны, рассмотрим диаграмму расстояние x — время t , приведенную на рис. 3. На диаграмме представлены C_+ -характеристики исходной пластической волны разрежения, за которой следует упругая волна сжатия. Линией F показана траектория фронта волны упругого сжатия, распространяющейся со скоростью c_F ($c_l \geq c_F \geq c_b$). Для течения справа от траектории F скорость изменения напряжения вдоль траектории с учетом уравнения сохранения момента в координатах Лагранжа выражается в виде

$$\left. \frac{d\sigma_x}{dt} \right|_F = \dot{\sigma}^+ - c_F \rho_0 \dot{u}^+.$$

Аналогично слева от траектории F имеем

$$\left. \frac{d\sigma_x}{dt} \right|_F = \dot{\sigma}^- - c_F \rho_0 \dot{u}^-.$$

Здесь индексами “+”, “-” обозначены параметры справа и слева от траектории F соответственно.

Градиент массовой скорости справа от траектории с учетом уравнения непрерывности выражается в виде

$$\left. \frac{du}{dt} \right|_F = \dot{u}^+ + c_F \rho_0 \dot{V}^+.$$

Поскольку предполагается, что материал перед фронтом второй волны деформируется пластически, то $\dot{V} = -\dot{\sigma}_x / (\rho_0^2 c_b^2)$. Тогда получаем

$$\left. \frac{du}{dt} \right|_F = \dot{u}^+ - \frac{c_F \dot{\sigma}_x^+}{\rho_0 c_b^2}.$$

Слева от траектории F пластическое расширение сменяется упругим сжатием, следовательно, градиент массовой скорости в этой области определяется соотношением

$$\left. \frac{du}{dt} \right|_F = \dot{u}^- - \frac{c_F \dot{\sigma}_x^-}{\rho_0 c_l^2}.$$

Если в течении отсутствуют разрывы, градиенты напряжения и массовой скорости по обе стороны от траектории F должны совпадать. Тогда получаем два уравнения для скорости фронта упругой волны сжатия, догоняющей пластическую волну разрежения:

$$c_F = \frac{\dot{\sigma}_x^+ - \dot{\sigma}_x^-}{\rho_0 (\dot{u}^+ - \dot{u}^-)}, \quad c_F = \frac{\dot{u}^+ - \dot{u}^-}{\dot{\sigma}_x^+ / (\rho_0 c_b^2) - \dot{\sigma}_x^- / (\rho_0 c_l^2)}. \quad (6)$$

Исключая из (6) $\dot{u}^+ - \dot{u}^-$, получаем соотношение между скоростью второй упругой волны и градиентами напряжений во второй волне и перед ее фронтом

$$c_F = c_b c_l \sqrt{\frac{\dot{\sigma}_x^+ - \dot{\sigma}_x^-}{\dot{\sigma}_x^+ c_l^2 - \dot{\sigma}_x^- c_b^2}}, \quad (7)$$

где $\dot{\sigma}_x^+$ и $\dot{\sigma}_x^-$ имеют разные знаки. В соответствии с полученным решением фронт догоняющей волны сжатия распространяется с продольной скоростью звука только в двух предельных случаях: 1) градиент напряжения перед ним равен нулю; 2) догоняющая волна представляет собой ударный скачок ($\dot{\sigma}_x^- \rightarrow \infty$).

При отражении импульса сжатия треугольного профиля от свободной поверхности тела интерференция падающей и отраженной волн разрежения происходит таким образом, что в каждом сечении пластины поддерживается постоянное растягивающее напряжение вплоть до момента прихода откольного импульса, т. е. $\dot{\sigma}_x^+ = 0$. Согласно (7) фронт откольного импульса распространяется с продольной скоростью звука $c_F = c_l$ независимо от его крутизны. В этом случае соотношения (2) и (4) для расчета разрушающего напряжения дают один и тот же результат, если поправка δ в (4) рассчитывается как

$$\delta = (h/c_b - h/c_F) |\dot{u}_1|, \quad (8)$$

где $c_F = c_l$. Обычно измерения откольной прочности проводятся при нагружении плоских образцов ударом пластины, что формирует в образце импульс ударного сжатия с плато конечной длительности. В данном случае напряжения в сечениях образца перед фронтом

откольного импульса не постоянны, поэтому некоторые характеристики упругого фронта откольного импульса исчезают при взаимодействии с пластической волной разрежения перед ним (рис. 3). Следовательно, соотношение (2) уже не справедливо, даже если откольный импульс имеет ударный фронт. Расчет напряжения в момент откола проводится с использованием соотношения (4) с поправкой (8), где $c_F \neq c_l$ определяется по (7). Для идеализированного трапецеидального импульса ударной нагрузки величину c_F можно получить осреднением ее значений с учетом того, что у свободной поверхности $\dot{\sigma}_x^+ \approx 0$, а вблизи плоскости откола $\dot{\sigma}_x^+ \approx \rho c_b \dot{u}_1/2$, $\dot{\sigma}_x^- = \rho c_l \dot{u}_2/2$.

Во всех обсуждавшихся приближениях величины σ^* и δ рассчитываются в предположении мгновенного разрушения, сосредоточенного в плоскости откола. В действительности скорость разрушения, обусловливаемая количеством активированных очагов разрушения и скоростью их роста, не может быть сколь угодно большой. Поскольку кинетика разрушения априори не известна, нельзя утверждать, что экстраполяция участков профиля $u_{fs}(t)$, применяемая для оценки величины δ , корректна. Поэтому измерения откольной прочности должны проводиться таким образом, чтобы свести величину δ к минимуму. Минимальные искажения $u_{fs}(t)$ имеют место при треугольном профиле импульса ударной нагрузки. В этом случае соотношение между измеренным декрементом скорости Δu_{fs} и поправкой δ_t в (4) имеет вид

$$\delta_t = \frac{1}{2} \Delta u_{fs} \left(\sqrt{\frac{3(1-\nu)}{1+\nu}} - 1 \right),$$

где ν — коэффициент Пуассона. При $\nu = 0,30 \div 0,35$ величина δ_t составляет $10 \div 14\%$ измеренной величины u_{fs} . Поскольку крутизна откольного импульса обычно не меньше, чем крутизна волны разрежения перед ним, поправка, рассчитанная по (5), составляет $(0,5 \div 1)\delta_t$, т. е. возможная погрешность при определении откольной прочности по соотношениям (4), (5) не превышает 5–7%, что сопоставимо с погрешностью экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Канель Г. И., Разоренов С. В., Уткин А. В., Фортвов В. Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996.
2. Новиков С. А., Дивнов И. И., Иванов А. Г. Исследования разрушения стали, алюминия и меди при взрывном нагружении // Физика металлов и металловедение. 1964. Т. 25, № 4. С. 608–615.
3. Степанов Г. В. Откольное разрушение металлов плоскими упругопластическими волнами нагрузки // Пробл. прочности. 1976. № 8. С. 66–70.
4. Романченко В. И., Степанов Г. В. Зависимость критических напряжений от временных параметров нагрузки при отколе в меди, алюминии и стали // ПМТФ. 1980. № 4. С. 141–147.
5. Глузман В. Д., Канель Г. И. Измерение растягивающих напряжений за плоскостью откола // ПМТФ. 1983. № 4. С. 146–150.
6. Дремин А. Н., Канель Г. И. Волны сжатия и разрежения в ударно-сжатых металлах // ПМТФ. 1976. № 2. С. 146–153.

Поступила в редакцию 11/V 1999 г.