

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ХИМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА
ПРОЦЕССОВ
ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА

XI Симпозиум по горению и взрыву

Том I

Часть вторая



ЧЕРНОГОЛОВКА
1996

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ОТДЕЛЕНИЕ ОБЩЕЙ И ТЕХНИЧЕСКОЙ ХИМИИ
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ГОРЕНИЮ
Институт химической физики им. Н. Н. Семенова
Институт химической физики в Черноголовке
Институт структурной макрокинетики
РОССИЙСКИЙ ФОНД ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
XI СИМПОЗИУМ ПО ГОРЕНИЮ И ВЗРЫВУ
ЧЕРНОГОЛОВКА
18—22 ноября 1996 г.

Вниманию авторов!

Оргкомитет Симпозиума приносит свои извинения в связи с тем, что по техническим причинам при издании тезисов докладов мы были вынуждены отказать от публикации списков литературы.

В ряде случаев была произведена необходимая корректировка текста.

Оргкомитет

Вклад в сопротивление сдвигу за счет формирования мезо-субструктур в ударных волнах описан с позиций синергетики как вероятностный процесс образования мезосубструктур: ячеистой, более мелких зерен, полосовых.

Расчеты по моделированию экспериментов, в которых измеряются два главных напряжения σ_x и σ_y показали, что в вертикальной щели (где измеряется σ_y) возникают кумулятивные эффекты, которые особенно существенны, когда импедансы материала матрицы и изолирующих прокладок и датчиков сильно отличаются. Это приводит к нарушению условия одномерности ($U_y \neq 0$) и измерения перестают быть корректными.

167. МОДЕЛЬ СВЕРХГЛУБОКОГО ПРОНИКАНИЯ МИКРОЧАСТИЦ В МАТЕРИАЛЫ

П. В. МАКАРОВ

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск
Томский государственный университет

Известный эффект сверхглубокого проникания микрочастиц на глубины, в 10^2 — 10^4 раз большие их начальных диаметров, при воздействии потока таких частиц на преграду не находит объяснения в рамках традиционных представлений о взаимодействии частиц с преградами.

Выдвинутые к настоящему времени гипотезы, на наш взгляд, также не объясняют этого явления, прежде всего потому, что не объясняют, а часто просто не замечают сопутствующих явлений.

1. Так, установлена прямо пропорциональная зависимость глубины проникания от степени шероховатости поверхности.

2. При синхронном боковом обжатии матрицы в 2—3 раза увеличивается количество внедренных частиц и глубина их проникания.

3. Зона материала, прилегающая к треку, очень дефектна, материал частично аморфизирован. В области трека материал был подвергнут очень интенсивной деформации, микроструктура свидетельствует о сверхбыстрой закалке промежуточно образовавшегося расплава.

Ранее П. В. Макаровым и Г. С. Дорониным была высказана гипотеза о возможности переноса материала микрочастиц за счет эффектов микрокумуляции и образования устойчивых вихревых структур во фронте ударной волны, генерируемой потоком микрочастиц.

В настоящей работе детально обосновывается модель сверхглубокого проникания материала микрочастиц в глубь преграды, основанная на этой гипотезе. Приводятся результаты численных расчетов. Из экспериментов известно, что единичная части-

ца в силу незначительности запаса кинетической энергии не в состоянии проникнуть более чем на 10 диаметров. Наши оценки для микрочастиц показали, что даже при нулевой прочности и минимальной вязкости, соответствующей вязкости металла в середине ударного фронта ($\eta = 100 \div 200$ Па·с, $\eta \sim$ коэффициент вязкости), микрочастица не должна проникать глубже нескольких диаметров.

Согласно рассматриваемой модели, сформированная потоком микрочастиц ударная волна способна привести к эффекту микрокумуляции микропор, вытянутых в направлении фронта волны. Это могут быть как поры, существовавшие в исходном материале, так и удлиненные кратеры, образованные в мишени цугом тидрирующих микрочастиц. Схлопывание стенок такой микропоры за счет ее обжатия сформированной потоком частиц ударной волной может привести к образованию микрокумулятивной струи, которая будет внедряться в материал со скоростью ударного фронта. Растекающийся по стенкам поры материал может привести к образованию микровихря.

Условия в локальной зоне образовавшегося микровихря таковы, что он может существовать длительное время, двигаясь в глубь материала мишени и перенося материал микрочастиц.

Действительно, давление в зоне микрокумуляции может быть от нескольких сотен ГПа до 1 Мбар и, возможно, выше. Большие деформации неизбежно приведут к очень быстрому локальному разогреву плоскостей скольжения и резкому падению сдвиговой прочности. Положительный градиент давления за таким вихревым образованием во фронте ударной волны обеспечивает установление как бы стационарного режима процесса микрокумуляции, не позволяющего вихрю отстать от фронта. Энергия для поддержания процесса микрокумуляции поступает от ударной волны за счет постоянного обжатия более разреженной области микровихря. Этот эффект микрокумуляции и, как результат, массопереноса микрочастиц в образовавшемся вихре должен проявляться ярче, если стимулировать процесс боковым обжатием, что и наблюдается в экспериментах. С высказанных позиций становится понятным и положительное влияние на процесс проникания микрочастиц увеличения шероховатости поверхности мишени.

Непосредственно за фронтом такой турбулизованной ударной волны насыщенной микровихрями происходит почти мгновенная разгрузка и охлаждение материала возмущенных локальных областей, так как давление в фоновой ударной волне $\cong 2$ ГПа, в то время как в области микрокумуляции оно на $1 \div 2$ порядка выше. Это объясняет и эффект кратковременного расплавления материала, его перекристаллизацию и аморфизацию в зоне трека.

Думается, что перенос материала, напыленного на поверхность кристаллов при их ударно-волновом нагружении, и явления переноса микрорельефа имеют сходную физическую природу.

168. ИЗОХОРНО-ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ И ТЕРМОДИНАМИКА УДАРНОГО СЖАТИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

А. М. МОЛОДЕЦ

Институт химической физики РАН в Черноголовке

Ранее (см. ЖЭТФ, 1995, т. 107, № 3) была предложена зависимость коэффициента Грюнайзена $\Gamma(V)$ от объема V , которую можно записать как

$$\Gamma(x) = \frac{2}{3} - 2 \left(1 - \frac{1}{x} \right), \quad (1)$$

где $x(V) = V/(aV_0)$ — нормированный удельный объем, параметр a равен $a = 1 + 2/(\gamma_s - 2/3) + 2P_{t0}/K_s$. Здесь $\gamma_s = \beta K_s V_0 / C_p$; β — коэффициент теплового расширения; K_s — адиабатический модуль объемного сжатия; C_p — теплоемкость при постоянном объеме; P_{t0} — тепловое давление.

Все величины, входящие в a , вычисляются при начальном удельном объеме V_0 и начальной температуре T_0 . В представленной работе с учетом температурной поправки к (1) строится изохорно-изотермический потенциал (свободная энергия) твердого тела в квазигармоническом приближении.

Температурная поправка к (1) заключается в том, что параметр a представляется в виде явной зависимости от температуры T (см. стр. 335—337 наст. сб.)

$$a(T) = \begin{cases} 1 + 2/(\gamma_s - 2/3) + 2\beta 3RnT^{2/3}/(C_p\theta_0), & T < \theta_0/2; \\ 1 + 2/(\gamma_s - 2/3) + 2\beta 3Rn(T - \theta_0/4)/C_p, & T \geq \theta_0/2, \end{cases} \quad (2)$$

где R — газовая постоянная; n — число атомов в молекуле; C_p — теплоемкость при постоянном давлении в точке (V_0, T_0) ; θ_0 — характеристическая температура Эйнштейна θ в этой же точке.

Формула (1), в которой a задано соотношением (2), вместе с общеизвестным определением коэффициента Грюнайзена как логарифмической производной θ по объему $(\partial \ln \theta / \partial \ln V)_T = -\Gamma$, определяет характеристическую температуру Эйнштейна θ в виде

$$\theta(V, T) = \theta_0 \left(\frac{a^{4/3}}{(a-1)^2} \right) \left(\frac{(1-x)^2}{x^{2/3}} \right), \quad (3)$$

где $\theta_0 = \theta(V_0, T_0)$. Величина θ_0 полагается константой. Используя (3), запишем свободную энергию твердого тела $F(V, T)$ в приближении Эйнштейна в общепринятом виде