

ПЕРИОДИЧЕСКИЙ ХАРАКТЕР ФАЗОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ В СТАЛИ ПРИ ОТРАЖЕНИИ СХОДЯЩИХСЯ УДАРНЫХ ВОЛН ОТ ЦЕНТРА ФОКУСИРОВКИ

А.Э.Хейфец¹⁾, Н.Ю.Фролова, В.И.Зельдович, Б.В.Литвинов*, Н.П.Пурыгин*

Институт физики металлов Уральского отделения РАН
620219 Екатеринбург, Россия

* Российский федеральный ядерный центр
454070 Снежинск, Россия

Поступила в редакцию 14 апреля 1998 г.

Специальные условия эксперимента по нагружению низкоуглеродистой стали сходящимися ударными волнами позволили получить остаточные микроструктурные изменения периодического характера с периодом порядка 0.2 мм, связанные с фазовым превращением, вызванным действием волн, отраженных от центра фокусировки. Предложена модель, объясняющая периодичность микроструктуры и позволяющая прогнозировать поведение материалов в подобных условиях.

PACS: 62.50.+p, 83.50.Tq

Шаровой образец из стали Ст3 диаметром 60 мм был подвергнут действию взрыва сферического заряда взрывчатого вещества толщиной 5 мм. Взрыв инициировали в 12 точках, равномерно расположенных на поверхности сферы. Для сохранения образца в опыте использовался массивный металлический корпус, имеющий внутренний диаметр 80 мм [1], замедляющий процесс разгрузки. После нагружения образец был разрезан пополам для проведения металлографических исследований.

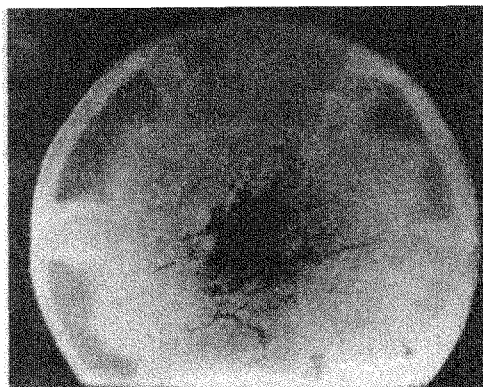


Рис.1. Диаметральное сечение образца. Полость и фигуры Альтшулера ($\times 1.65$)

На рис.1 приведена поверхность диаметрального сечения образца. Наличие воздушного промежутка между взрывчатым веществом и корпусом привело к образованию в центре шара полости со средним диаметром ~ 10 мм. В аналогичных опытах без воздушного промежутка полость не возникала [2]. Химическое травление поверхности выявило фигуры различной травимости (фигуры Альтшулера), наследующие додекаэдрическую симметрию ударноволнового нагружения. Свойства образца

¹⁾ e-mail: physmet@ifm.e-burg.su

в этих фигурах изменены в связи с действием додекаэдрической сходящейся ударной волны, движущейся от поверхности шара (рис.1). Помимо фигур Альтшулера, выявлены радиально расположенные полосы измененной структуры (рис.2) с периодом ~ 0.2 мм, сферически симметричное расположение которых свидетельствует о том, что их образование происходило под действием расходящейся от центра шара "отраженной" ударной волны. Отраженная волна сжатия сферически симметрична, так как к моменту фокусировки сходящейся ударной волны начальные условия ударноволнового движения "забываются".

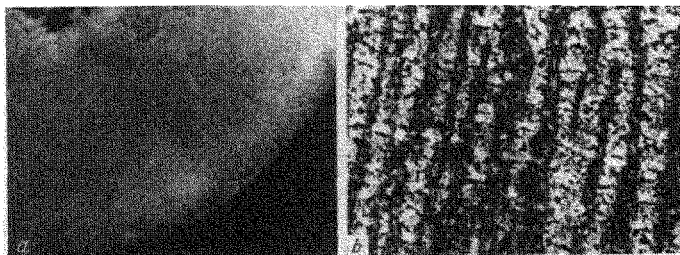


Рис.2. Радиальные полосы: а – макроструктура ($\times 2.8$); б – микроструктура ($\times 50$)

Металлографическое и электронномикроскопическое исследование полосчатой структуры показали, что в темнотравящихся полосах под действием ударной волны происходили циклы $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ -превращений, то есть имело место образование ϵ -фазы высокого давления, сопровождаемое скачком молярного объема $\Delta V = 0.38 \text{ см}^3/\text{моль}$ при плотности исходной α -фазы $\rho_\alpha = 7.86 \text{ г/см}^3$ [3]. В светлых полосах следы $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$ -превращений отсутствуют. Периодический характер фазовых превращений при ударноволновом нагружении представляется достаточно необычным, в связи с чем заслуживает более детального изучения.

Наличие воздушного промежутка в опыте приводит к тому, что профиль давления сходящейся ударной волны заостряется, и движущаяся от поверхности шара волна разгрузки отстает от ударного фронта на расстояние, значительно меньшее, чем радиус образца. Именно поэтому отраженная от центра волна начинает играть более важную роль в формировании окончательной структуры образца и может рассматриваться независимо от сходящейся волны, так как движется по разгруженному веществу.

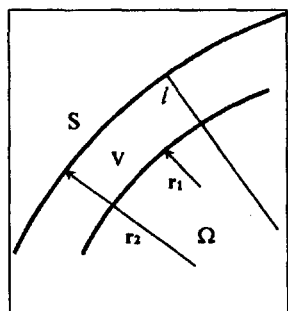


Рис.3. Элемент объема шара (пояснение в тексте)

Рассмотрим малый элемент объема шара V , ограниченный радиусами r_2 и r_1 в пределах телесного угла Ω (рис.3). Будем предполагать, что $r_2 \approx r_1 \approx r$. Очевидно,

$V \approx lS$, где $l = r_2 - r_1$, а $S = r^2\Omega$. Так как расходящаяся от центра ударная волна является затухающей, а $r_2 > r_1$, то для массовых скоростей $u_1 = u(r_1)$ и $u_2 = u(r_2)$ на расстоянии r_1 и r_2 от центра шара соответственно имеем: $u_1 > u_2$. Уменьшение массовой скорости с течением времени происходит за счет торможения движущегося вещества шара напряжениями, возникающими в процессе изэнтропической деформации образца, имеющей место после прохождения ударной волны. По сравнению с ударноволновым процессом изэнтропическая деформация протекает достаточно медленно, поэтому в первом приближении можно считать массовую скорость зависящей только от радиуса при условии малости рассматриваемого промежутка времени, то есть $du/dt \cong 0$ и $dr/dt = u(r)$. При условии малости производной du/dt значение u можно связать с радиальной деформацией Δr : $\Delta r \cong u\tau$, τ – длительность течения. Деформация Δr связана с размерами полости r_0 условием сохранения объема материала образца: $(r + \Delta r)^3 - r_0^3 = r^3$.

Вычислим изменение объема V с течением времени. Очевидно, справедливы следующие соотношения:

$$\frac{dl}{dt} = u_2 - u_1 \cong u_r l < 0, \quad \frac{dS}{dt} = 2r\Omega \frac{dr}{dt} = 2ru(r)\Omega > 0,$$

то есть

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dt} &= r^2\Omega u_r l + 2ru\Omega l, \quad \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} = u_r + \frac{2u}{r}, \\ V &= V_0 \exp \left[\left(u_r + \frac{2u}{r} \right) t \right] = V_0 f(t, r) \end{aligned} \quad (1)$$

Входящие в показатель экспоненты члены $u_r t$ и $2ut/r$ отвечают, соответственно, за сжатие вещества в радиальном направлении и за растяжение элемента S поверхности сферы. Так как ϵ -фаза в железе представляет собой фазу высокого давления, необходимым условием ее возникновения в эксперименте является сжатие объема V . Данное условие равносильно утверждению $u_r + 2u/r < 0$, справедливость которого имеет место в рассматриваемом опыте. Образование области ϵ -фазы как более плотной в исходной α -матрице приводит к частичной релаксации напряжений ответственных за сжатие материала в радиальном направлении, именно поэтому рост области в радиальном направлении оказывается энергетически выгодным. Однако увеличение размеров области в ее сечении поверхностью сферы приводит к нарастанию напряжений, связанных с растяжением сферического слоя вещества и тормозящих рост ϵ -фазы как в рассматриваемой области, так и в зоне ближайшего окружения. Формирование наблюдаемой полосчатой структуры, таким образом, качественно объясняется самосогласованным ростом ϵ -фазы в условиях конкурирующих (благоприятствующего и подавляющего) стимулов. Вопрос о непрерывности полос ϵ -фазы в радиальном направлении выходит за рамки настоящей работы, хотя достаточно очевидно, что полосы должны прерываться таким образом, чтобы обеспечить одинаковую суммарную деформацию вещества за счет фазового превращения вдоль любого радиуса шара. Характерная длина полосы в этом случае может быть сравнима по величине с размерами образца, мы же ограничимся рассмотрением малого объема полосчатой структуры, линейные размеры которого сравнимы с периодом полос.

В сферическом слое на расстоянии r от центра шара обмен информацией между полосами ϵ -фазы происходит посредством упругих возмущений матрицы, распро-

страняющихся со скоростью звука c . Будем помечать индексами α и ϵ величины, соответствующие α - и ϵ -фазам. Назовем поверхностной плотностью величину $\sigma = \rho l$, l – толщина сферического слоя, ρ – обычная плотность. Обозначим через β величину

$$\beta = \frac{\rho_\alpha}{\rho_\epsilon} = \frac{\sigma_\alpha/l}{\sigma_\epsilon/l} = \frac{\sigma_\alpha}{\sigma_\epsilon}.$$

Так как $\rho = m/V = m/S l$, $\sigma = m/S \sim 1/S$, то $\beta = S_\epsilon/S_\alpha$. Пусть в точке \mathbf{r}_0 поверхности сферы образовался участок ϵ -фазы площадью S_ϵ . "Выигрыш" в площади составит $\Delta S = (1/\beta - 1)S_\epsilon$. В точке \mathbf{r} поверхностная плотность $\sigma_\alpha(t, \mathbf{r})$ изменится приблизительно в $\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^2/(\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^2 + \Delta S)$ раз через промежуток времени $\Delta t = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|/c$. Если на рассматриваемом нами участке поверхности сферы возникнут и начнут расти n полос с координатами центров \mathbf{r}_i , $i = 1, 2, \dots, n$, то поверхностная плотность вещества в точке \mathbf{r} изменится с течением времени в η раз:

$$\eta = \frac{\sigma_\alpha(\mathbf{r}, t)}{\sigma_0(\mathbf{r}, t)} = \prod_{i=1}^n \left\{ 1 + \frac{(1-\beta)}{\beta\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^2} S_\epsilon \left(t - \frac{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}|^2}{c} \right) \right\}^{-1}, \quad (2)$$

где $\sigma_0(\mathbf{r}, t)$ – поверхностная плотность без учета влияния полос, но с учетом радиального растяжения.

Рассмотрим эволюцию полосчатой структуры в ячеистом пространстве с объемом ячейки V_0 и площадью элемента поверхности сферы S_0 . Пусть m_0 – масса вещества, заключенная в ячейке, V_α и V_ϵ – соответственно объемы, занимаемые α - и ϵ - фазами,

$$m_0 = V_0 \rho = V_\alpha \rho_\alpha + V_\epsilon \rho_\epsilon, \quad V_\alpha + V_\epsilon = V_0.$$

Принимая во внимание, что $\sigma_\alpha/\sigma_0 = \rho_\alpha(\mathbf{r}, t)/\rho_0$, и учитывая (1), получаем: $\rho/\rho_\alpha = n/f$. Имея в виду, что и $V_{\alpha,\epsilon} = S_{\alpha,\epsilon} l$, получим

$$\frac{S_\epsilon}{S_0} = \frac{(\eta - f)\beta}{(1 - \beta)f}. \quad (3)$$

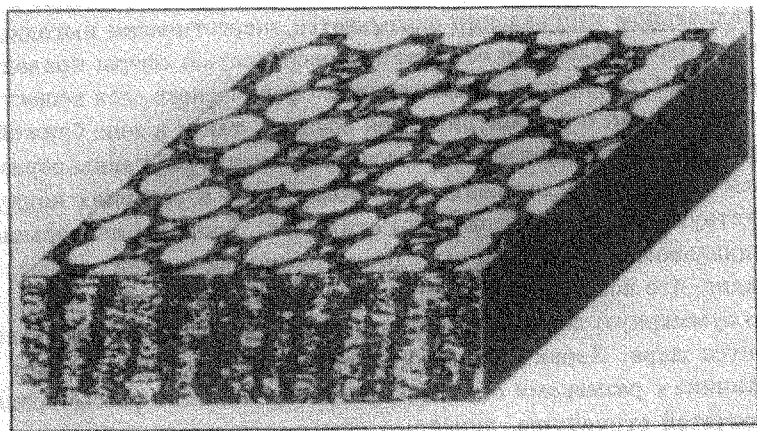


Рис.4. Результаты моделирования (верхняя грань параллелепипеда) в сопоставлении с реальной полосчатой структурой (боковая грань). Белые участки – ϵ -фаза. Области равной деформации матрицы выделены одинаковым цветом. Расстояние до центра образца 15 мм

Соотношения (1)-(3) были положены в основу модели, позволяющей проследить эволюцию полосчатой структуры в произвольной точке шара. Период решетки ячеистого пространства был взят заведомо меньше расстояния между полосами. Предполагалось, что сечение полосы поверхностью сферы представляет собой круг. Это позволило без существенного ограничения общности модели значительно упростить расчеты.

В процессе моделирования наблюдается быстрый рост "избранных" областей ϵ -фазы, в то время как рост остальных зародышей подавляется. С течением времени расстояние между крупными зародышами увеличивается. Процесс останавливается, когда расчетный период становится равным наблюдаемому в эксперименте (рис.4). В этот момент изэнтропическое течение шара прекращается, и таким образом может быть оценена длительность течения τ . На расстоянии 15 мм от центра шара $\tau \cong \cong 30$ мкс.

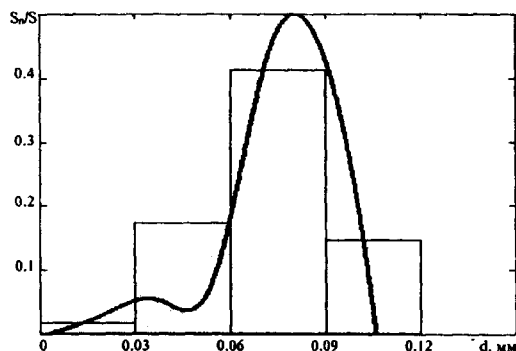


Рис.5. Расчетная функция распределения площади, занятой частицами ϵ -фазы на поверхности сферы, по размерам частиц в сопоставлении с экспериментальной гистограммой полосчатой структуры. Расстояние до центра образца 15 мм

На рис.5 приведена расчетная функция распределения площади, занятой частицами ϵ - фазы, по размерам этих частиц в сопоставлении с экспериментальной гистограммой полосчатой структуры. Резкий максимум функции соответствует средней ширине полосы на фотографии микроструктуры (рис.2).

Таким образом, обнаружена периодическая структура в стали, возникающая при нагружении шарового образца сходящимися ударными волнами. Предложена модель, объясняющая формирование периодической полосчатой структуры и позволяющая проследить ее эволюцию в произвольной области образца, а также оценить время изэнтропического течения вещества шара. Данная модель может применяться для прогнозирования поведения других материалов, имеющих фазу высокого давления, а также для подбора условий ударноволнового нагружения, приводящих к формированию периодических структурных изменений в таких материалах.

1. В.И.Бузанов, Н.П.Пурьгин, Труды X Симпозиума по горению и взрыву, Черноголовка, 1992, с.131.
2. В.В.Литвинов, В.И.Зелдович, О.С.Ринкевич et al., Journal de Physique IV Coll. C8, supplement au Journal de Physique III 4, 399 (1994).
3. Е.Ю.Тонков, Фазовые превращения соединений при высоком давлении, т.1, М.: Металлургия, 1988.