

28. H. D. Dowling, L. R. Brown, R. H. Hunt. J. Quant. Spectr. Rad. Transfer, 1975, 15, 205.
29. R. M. Huffaker. J. Quant. Spectr. Rad. Transfer, 1968, 8, 87.
30. D. A. Draeger, D. Williams. J. Opt. Soc. Amer., 1968, 58, 1399.
31. С. Б. Петров, М. В. Подкладенко. ЖПС, 1975, 22, 473.
32. С. А. Лосев. Газодинамические лазеры. М., Наука, 1977.
33. J. D. Anderson. Gasdynamic Lasers: An Introduction. N. Y.— S. Francisco — London, Acad. Press, 1976.
34. А. С. Бирюков. Тр. ФИАН. Т. 83, № 13, 1975.
35. А. С. Бирюков, Б. Ф. Гордиец. ПМТФ, 1972, 6, 29.
36. R. Taylor, S. Bitterman. Rev. Mod. Phys., 1969, 41, 26.
37. R. C. Millican, D. R. White. J. Chem. Phys., 1963, 39, 3209.
38. M. E. Whitson, R. J. Mc Neal. J. Chem. Phys., 1977, 66, 2696.
39. W. Hooker, R. Millican. J. Chem. Phys., 1963, 38, 214.
40. H. K. Shin. J. Chem. Phys., 1974, 55, 5233.
41. D. J. Miller, R. C. Millican. J. Chem. Phys., 1970, 53, 3384.
42. C. W. Rosenberg, K. N. C. Bray, N. H. Pratt. J. Chem. Phys., 1972, 56, 3230.
43. K. Glanzer. Chem. Phys., 1977, 22, 367.
44. П. В. Слободская, Н. Ф. Ткаченко. Оптика и спектроскопия, 1970, 29, 263.
45. А. С. Бирюков, В. К. Конюхов и др. ЖЭТФ, 1974, 66, 4.
46. А. Н. Варгин, В. В. Гогохия и др. Квант. электр., 1975, 2, 6.
47. G. Jnone, S. Tsuchiya. J. Phys. Soc. Japan, 1975, 38, 3.
48. W. A. Rosser, A. D. Wood, E. T. Gerry. J. Chem. Phys., 1969, 50, 4996.
49. G. Jnone, S. Tsuchiya. J. Phys. Soc. Japan, 1975, 39, 2.
50. P. W. A. Rosser, R. D. Sharma, E. T. Gerry. J. Chem. Phys., 1971, 54, 1196.
51. W. A. Rosser, E. T. Gerry. J. Chem. Phys., 1974, 54, 4131.
52. J. S. Stephenson. J. Chem. Phys., 1974, 54, 3097.
53. W. A. Rosser, E. T. Gerry. J. Chem. Phys., 1969, 51, 2286.
54. А. Н. Варгин, В. В. Гогохия и др. ЖТФ, 1975, 45, 3.
55. F. Heller, C. B. Moore. J. Chem. Phys., 1970, 52, 1005.
56. C. Simpson, T. Chandler. Proc. Roy. Soc., 1970, A-317, 265.
57. F. Lepoutre, G. Louis, H. Manceau. Chem. Phys. Lett., 1977, 47, 133.
58. C. Simpson, P. D. Gait, J. M. Simme. Chem. Phys. Lett., 1977, 47, 133.
59. D. C. Allen, T. J. Price, C. J. Simpson. Chem. Phys. Lett., 1977, 45, 183.
60. Y. Sato, S. Tsuchiya. J. Phys. Soc. Japan, 1972, 33, 1120.
61. J. Taine. Chem. Phys. Lett., 1976, 41, 297.
62. M. I. Buchwald, S. H. Bauer. J. Phys. Chem., 1972, 76, 3108.
63. J. W. Lewis, K. P. Lee. J. Acoust. Soc. Amer., 1965, 38, 813.
64. А. Н. Варгин, В. В. Гогохия и др. Квант. электр., 1976, 3, 1.
65. K. Bulthuis. J. Chem. Phys., 1973, 58, 5786.
66. J. C. Stephenson, C. B. Moore. J. Chem. Phys., 1972, 56, 1295.
67. T. I. Mc Laren, J. P. Appleton. 8-th Int. Shock Tube Symp., N 27, London, 1971.
68. L. Doyennette, G. Mastrocicque et al. J. Chem. Phys., 1977, 67, 3360.
69. D. J. Seery. J. Chem. Phys., 1972, 56, 631.

ПОЛИМОРФНОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ ЖЕЛЕЗА В УДАРНОЙ ВОЛНЕ

А. В. Ананьин, А. Н. Дремин, Г. И. Канель
(Черноголовка)

Поведение железа при высоких давлениях особенно заинтересовало исследователей после того, как в работе [1] обнаружено, что ударное сжатие приводит к изменению его кристаллической структуры. Позже показано, что это изменение соответствует образованию ϵ -фазы. Известные результаты по $\alpha \rightleftharpoons \epsilon$ -превращениям железа достаточно полно изложены в [2, 3]. Процессы полиморфных превращений железа в волнах сжатия и разрежения существенно влияют на характеристики распространяющегося по этому материалу импульса сжатия, поэтому для описания ударно-волновых явлений в сталях желательнее иметь детальную инфор-

мацию о равновесных параметрах $\alpha \rightleftharpoons \varepsilon$ -переходов и кинетике этих процессов. В данной работе исследуется структура волн сжатия и разрежения в армко-железе в области превращений и влияние на параметры превращения изменений температуры образца и скорости деформирования в волне сжатия.

Структура импульса сжатия регистрировалась с помощью располагаемых внутри образцов манганиновых датчиков давления. Некоторые предварительные результаты измерений сообщены в [4]. В работе [5], выполненной с использованием лазерного интерферометра, сообщаются результаты регистрации скорости свободной поверхности образцов железа при выходе на нее импульса сжатия. Полученные в [4, 5] данные о давлениях начала прямого и обратного структурных переходов не совпадают друг с другом, и это расхождение выходит за пределы указанных в работах погрешностей измерений. Интерферометрический метод измерений имеет меньшую инерционность, не связан с построением калибровочных зависимостей и потому обеспечивает лучшую точность, но не позволяет, в отличие от метода манганиновых датчиков, получать прямую информацию о состояниях внутри образца и, следовательно, имеет ограниченные возможности применения для исследований влияния различных факторов на процессы превращения. Очевидно, наиболее полная и детальная информация может быть получена из сопоставления и взаимного дополнения результатов применения обоих методов.

Калибровка датчиков давления

Метод манганинового датчика является вторичным и его точность определяется прежде всего точностью нахождения зависимости изменения сопротивления датчика от давления. Поэтому предпринята специальная работа по уточнению калибровочной зависимости в области давлений, близких к давлению превращений, при комнатной и при пониженной (охлаждением в жидком азоте) начальной температуре образцов. Для измерений использовались датчики, чувствительные элементы которых изготавливались травлением из манганиновой фольги МНМЦАЖ 3-12-0,25-0,2 толщиной 30 мкм и имели сопротивление 3—4 Ом. В калибровочных опытах датчики с изолирующими прокладками размещались внутри образцов с известными ударными адпатами (алюминий, медь, оргстекло). Образцы нагружались ударом алюминиевой пластины толщиной до 10 мм. При этом одновременно регистрировались изменения сопротивления датчиков и кинематических параметров ударной волны (волновой скорости и скорости свободной поверхности образца). В ряде калибровочных опытов определены также значения сопротивлений датчиков после ударного сжатия и разгрузки до нулевого давления. Результаты калибровочных опытов приведены в таблице.

Расхождение новых данных по калибровочной зависимости с опубликованными ранее, в том числе и использовавшимися в работе [4], не превышает 5% при исходной комнатной температуре. Охлаждение образцов приводит к увеличению относительного изменения сопротивления датчиков в ударной волне и гистерезиса. Это связано, очевидно, с тем, что при охлаждении жидким азотом начальное сопротивление датчиков существенно снижается. Согласно справочным данным, в диапазоне 0—100°C температурный коэффициент сопротивления манганина составляет $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$ град⁻¹, но, как показали специальные измерения, при охлаждении до -196°C сопротивление манганиновых датчиков уменьшается на $5,6 \pm 0,1\%$, причем часть этой величины ($\sim 0,4\%$) приходится на изменение сопротивления выводов из медной фольги.

Для используемых в экспериментах с железом бифилярных датчиков [4, 6] уменьшение сопротивления несколько выше — 6—6,3% вслед-

p , кбар	$\Delta R/R_0$	$(\Delta R/R_0)_{p=0}$	$\delta R/R_0$
89+2	0,257±0,005	0,018+0,003	—
116+2	0,318+0,005	—	—
135+5	0,373+0,007	0,015+0,002	—
146+3	0,396±0,01	—	—
156+3	0,426±0,008 (0,476±0,008)	0,012 (0,100+0,004)	0,050+0,02
181+4	0,504+0,01 (0,554+0,007)	0,021±0,004 (0,075±0,005)	0,050+0,02
189+4	0,512+0,015 (0,567±0,01)	0,020+0,005 —	0,055+0,02
263	—	—	—
268	(0,747) 0,698	(0,065+0,06) 0,018	— —
283±6	0,732 (0,803+0,01)	— —	0,071±0,02
289+6	0,743+0,01	0,017	—

Примечания. 1. Цифры без скобок соответствуют $t_0=20^\circ\text{C}$, в скобках — $t_0=-196^\circ\text{C}$ (начальное сопротивление датчика R_0 измерено при $t_0=20^\circ\text{C}$). 2. Измерения гистерезиса при $p=263$ и 268 кбар проведены с использованием бифолярного датчика, давления определены по величине $\Delta R/R_0$.

ствие большего вклада изменения сопротивления выводов. Близость этих величин к приведенным в таблице значениям изменения показаний датчиков при охлаждении ($\delta R/R_0$) подтверждает предположение о том, что поправка при определении манганиновым датчиком давления ударного сжатия охлажденных образцов определяется уменьшением начального сопротивления датчика при $t_0 = -196^\circ\text{C}$. При повышении температуры за фронтом ударной волны температурный коэффициент сопротивления становится малым и влияние начального охлаждения перестает сказываться на дальнейшее изменение сопротивления датчика в волне. Во всяком случае, различие в остаточном приращении сопротивления после разгрузки, как видно из таблицы, близко к значениям $\delta R/R_0$. В специальных опытах проверялся гистерезис бифолярных датчиков в условиях, эквивалентных условиям основных измерений в данной работе. Результаты этих опытов также приведены в таблице.

Постановка экспериментов

Схема опытов по регистрации структуры импульса сжатия в железе показана на рис. 1. В опытах с регистрацией полных профилей давления в ударных волнах с амплитудой выше 130 кбар общая толщина датчиков вместе с изолирующими прокладками из слюды и фторопласта составляла 0,2—0,23 мм, что обеспечивало полезное время жизни датчиков не менее 2,5—3 мкс. Для большей временной разрешимости в фазе сжатия толщина изолирующих прокладок уменьшалась вдвое, при этом полезное время жизни датчиков сокращалось. Опыты с ударными волнами амплитудой 66 кбар проведены при полной толщине датчиков с изоляцией 0,1—0,12 мм. Нагружение образцов диаметром 120 мм осуществлялось ударом алюминиевых пластин (ударников), разгонявшихся с помощью описанных в [7] взрывных устройств трех типов. Первый тип обеспечивал для ударника толщиной $H=5$ мм скорость метания

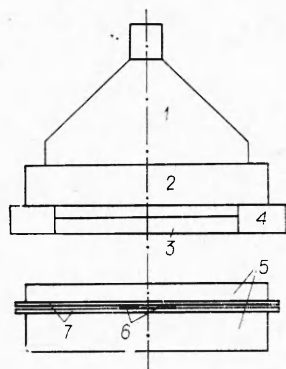


Рис. 1. Схема опытов.
1 — взрывная линза; 2 — таблетка взрывчатого вещества; 3 — алюминиевый ударник; 4 — стальное кольцо; 5 — образец; 6 — манганиновые датчики давления; 7 — изолирующие прокладки.

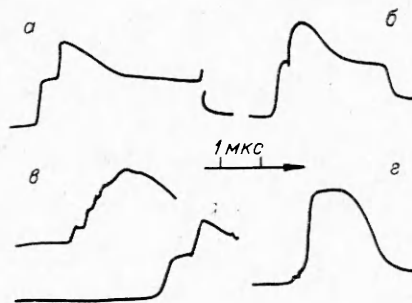


Рис. 2. Осциллограммы опытов по ударно-волновому сжатию армко-железа.

а) $H=10$ мм, расстояние от поверхности соударения до датчика $h=20$ мм; б) $t_0=-196^\circ\text{C}$, $H=7$ мм, $h=10$ мм; в) опыт с размытой волной сжатия, верхний луч — форма входящего в образец импульса, нижний луч — профиль напряжения на глубине 10 мм; г) $H=5$ мм, $h=10$ мм.

$W = 0,59 \pm 0,6$ км/с (давление в железе 66 ± 1 кбар), второй — $W = 2,0 \pm 0,05$ км/с при $H = 7$ мм, третий — $W = 2,05 \pm 0,05$ км/с при $H = 10$ мм. Плоский участок в момент соударения имел диаметр не менее 60 мм.

Часть опытов проведена с охлажденными до $t_0 = -196^\circ\text{C}$ образцами. При этом экспериментальная сборка помещалась в кювету, заполняемую затем жидким азотом. Взрывное устройство устанавливалось на образец непосредственно перед подрывом, но не ранее, чем через 15—20 мин после начала охлаждения, в то время как для полного охлаждения образца, согласно измерениям, достаточно 7—8 мин.

Скорость деформирования в волне сжатия изменялась путем размытия фронта ударной волны в располагаемой перед образцом «слояке» из медных и плексиглазовых пластин [8]. После многократных отражений в образец входила серия следующих друг за другом волн сжатия сравнительно небольшой амплитуды. Конечное давление (~ 270 кбар) на поверхности железного образца в этих экспериментах достигалось за времена $\sim 1,2$ — $1,3$ мкс, что, по крайней мере, на порядок больше, чем при обычной постановке.

Типичные осциллограммы опытов показаны на рис. 2. На рис. 2, а, б достаточно четко видны все особенности структуры импульса сжатия, обсуждавшиеся в [4]. Волна сжатия распадается на упругий предвестник, первую пластическую волну, ограниченную давлением начала превращения, и вторую пластическую волну, в которой газодинамические параметры достигают своих конечных максимальных значений. В волне разгрузки наблюдается плавный переход от упругой к пластической волне и затем к ударной волне разрежения, в которой в основном происходит обратное превращение. Охлаждение образцов в жидком азоте и размытие входящей в образец волны сжатия не привели к появлению каких-либо качественно новых особенностей волновой структуры в глубине образца. В опытах с нагружением низкоскоростным ударом (см. рис. 2, г) наблюдается проявление вязкоупругих свойств материала — затягиваются завершающие стадии сжатия и разгрузки, что приводит к появлению «перекоса» вершины первоначально прямоугольного импульса и замедленного спада параметров в хвосте волны разрежения. Следует отметить, что подобные особенности эволюции сжатия фиксируются и интерферометрическим методом, в частности, для алюминия [9].

Результаты измерений

В работе [5] за величину давления начала $\alpha \rightarrow \varepsilon$ -превращения принималось значение p_1^* непосредственно за фронтом первой пластической волны. Инерционность манганиновых датчиков, окруженных сравнительно толстыми изолирующими прокладками, не позволяет непосредственно определить эту величину при малом расхождении пластических волн сжатия. Достаточно точно p_1^* определено лишь в опытах с датчиками, установленными на больших глубинах (см. рис. 2, а); на расстоянии 20 мм от поверхности соударения измеренное значение $p_1^* = 126 \pm 2$ кбар, что близко к величине 128,8 кбар, полученной в [5] на образцах толщиной 16—19 мм. Приводившееся в [4] давление начала $\alpha \rightarrow \varepsilon$ -перехода определялось по максимуму p_2^* на осциллограммах в промежутке между первой и второй волнами сжатия. Непосредственно перед фронтом второй пластической волны из-за неполной компенсации магнитного поля датчиков, как правило, регистрируется индуктивный сигнал обратной полярности, вызываемый резким уменьшением магнитной проницаемости железа при переходе в парамагнитную ε -фазу.

Определенное из всей суммы опытов на расстоянии 10—20 мм от поверхности соударения значение p_2^* составляет 139 ± 3 кбар. Это несколько меньше величины, приведенной в [4]. В данной работе использовалась более совершенная измерительная аппаратура и фольговые датчики с более стабильными характеристиками, чем в [4], а значения p_1^* и p_2^* определялись по большему числу экспериментов.

Давление перед фронтом ударной волны разрежения p_3^* , величину которого можно считать нижней границей для начала обратного перехода, по результатам десяти измерений в серии с $H = 7$ мм составляет 123 ± 4 кбар. Зависимость p_3^* от пройденного волной расстояния не выходит за пределы указанной погрешности измерений. В экспериментах с ударником толщиной 10 мм к моменту прихода ударной волны разрежения одномерность процесса нарушается, поэтому регистрируемые значения p_3^* имеют большой разброс, но находятся в пределах 116—133 кбар. Из экспериментов по регистрации скорости свободной поверхности образцов [5] следует, что обратный $\varepsilon \rightarrow \alpha$ -переход начинается при давлении 98 ± 4 кбар. Таким образом, можно определенно утверждать, что величина давления начала обратного перехода зависит от того, в каких условиях проводятся измерения. Отличие условий измерений [5] от имевших место в данной работе заключается прежде всего в том, что получаемая в [5] информация относится к ближайшим к свободной поверхности слоям образца, подвергающимся более быстрой разгрузке, чем в настоящих условиях.

Охлаждение образцов в жидком азоте практически не привело к изменению характерных величин давления в области между двумя пластическими волнами сжатия ($p_1^* = 128 \pm 2$ и $p_2^* = 138 \pm 2$ кбар на расстоянии $h = 10 \div 20$ мм от поверхности соударения), но несколько понизило давление перед фронтом ударной волны разрежения ($p_3^* = 116 \pm 3$ кбар в опытах с $H = 7$ мм и $h = 5 \div 10$ мм). Так как ввиду технических затруднений калибровка манганина при пониженной начальной температуре проведена только для давлений выше 150 кбар, поправка на охлаждение при определении величин p_1^* , p_2^* определялась линейной интерполяцией между значениями $\delta R/R_0 = 0$ при $p = 0$ и $\delta R/R_0 = 0,05$ при $p = 155$ кбар. При определении давления в волне разрежения вводилась максимальная поправка $\delta R/R_0 = 0,06$.

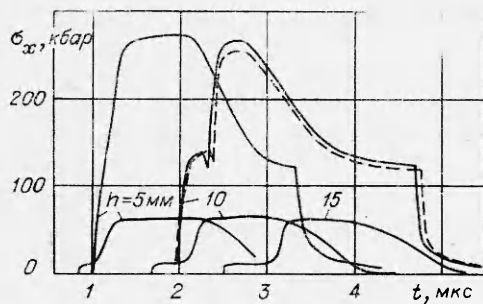


Рис. 3. Полученные после обработки осциллограмм профили напряжения $\sigma_x(t)$. t — время от момента соударения; — — — — — опыты с охлажденными образцами.

Характерные величины давления для прямого $\alpha \rightarrow \epsilon$ -перехода в экспериментах с «размытой» входящей волной (см. рис. 2, в) на глубине 10 мм: $P_1^* = 120$, $P_2^* = 136$ кбар. При этом измеренный «завал» фронта первой пластической волны составляет 0,26 мкс, что несколько больше определяемого инерционностью датчиков времени нарастания давления ($0,15 \pm 0,02$ мкс) в остальных опытах.

Дополнительная информация о поведении железа в ударной волне может быть получена из анализа измерения параметров его состояния в процессе сжатия и последующей разгрузки. Для дальнейшего важно уточнить терминологию. Манганиновые датчики регистрируют давление в прилежащих слоях вещества, в настоящем случае — давление в изолирующих прокладках из малопрочного полимерного материала. Датчик вместе с изолирующими прокладками устанавливается в плоскости, перпендикулярной направлению сжатия, поэтому давление в изоляции соответствует напряжению σ_x в направлении сжатия в образце. Значит, регистрируемая датчиком величина есть, строго говоря, не давление в образце, а напряжение σ_x , не всегда равное давлению.

На рис. 3 приведены на единой шкале времени профили $\sigma_x(t)$ в различных сечениях образцов, нагружаемых ударниками толщиной 7 и 5 мм. Каждый профиль получен усреднением результатов, по крайней мере, трех измерений с учетом гистерезиса показаний датчиков [10]. Относительное смещение профилей $\sigma_x(t)$ по шкале времени определено по скорости упругого предвестника 6,0 км/с и скорости первой пластической волны, которая по нашим измерениям равна $5,06 \pm 0,05$ км/с, что практически совпадает с величиной, полученной в [5]. Как видно из рис. 3, в экспериментах наблюдается небольшое падение амплитуды импульса сжатия в железе по мере распространения. Характерные длительности фронтов пластической волны сжатия и ударной волны разрежения составляют $\sim 0,1$ мкс, что определяется, по-видимому, инерционностью датчиков. Измеренные лагранжевы скорости фронтов второй пластической волны, ударной волны разрежения и головной части волны разрежения в опытах с амплитудой ударной волны 268 кбар составляют $4,43 \pm 0,10$, $3,71 \pm 0,10$ и $7,98 \pm 0,15$ км/с соответственно. На этом же рисунке приведены профили $\sigma_x(t)$, полученные в опытах с низкоскоростным ударом. Продольная скорость звука при $\sigma_x = 66$ кбар найдена равной $6,39 \pm \pm 0,05$ км/с. Полученные данные для охлажденных до -196°C образцов показывают слабую зависимость параметров начала переходов от начальной температуры в отличие от результатов часто используемой для по-

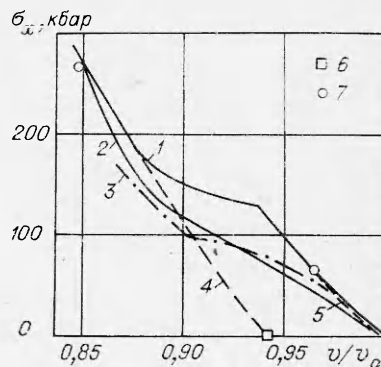


Рис. 4. Траектории изменения состояния железа в волнах разгрузки.

1 — ударная адиабата армно-железа [5]; 2 и 5 — траектории изменения состояния для опытов с ударниками $H=7$ и 5 мм соответственно; 3 — линия разгруженных состояний [5]; 4 — экстраполированная ударная адиабата ϵ -фазы; 6 — значение удельного объема ϵ -фазы при $\sigma_x=0$ из [13]; 7 — расчетные состояния перед разгрузкой.

строения фазовой диаграммы железа работы [11], в которой на основании косвенных измерений давление начала $\alpha \rightarrow \epsilon$ -превращения при аналогичных начальных условиях найдено равным 150 кбар.

Одномерность процесса ударного сжатия в этих опытах позволяет рассчитать по полученным профилям $\sigma_x(t)$ траекторию изменения состояния железа на плоскости $\sigma_x - v$ (напряжение — удельный объем). Расчет проводился в приближении простой волны [12]. По профилям $\sigma_x(t)$ определялись лагранжевы скорости распространения различных участков волны $a_p(\sigma_x)$.

Степени сжатия, соответствующие различным уровням напряжения, определялись затем из соотношения

$$v/v_0 = v_1/v_0 + \sum (\Delta\sigma_x/\rho_0 a_p^2),$$

где шаг по давлению $\Delta\sigma_x = 5 \div 15$ кбар. Найденное значение степени сжатия v_1/v_0 при $\sigma_x = 268$ кбар за фронтом второй пластической волны незначительно отклоняется от полученной в [5] ударной адиабаты железа (рис. 4). Это расхождение не выходит за пределы погрешности измерений, поэтому для сопоставления состояний в волне разрежения в данных экспериментах и в экспериментах работы [5] значение v_1/v_0 принято соответствующим величине $\sigma_x = 268$ кбар на ударной адиабате [5]. Результаты расчета траекторий изменения состояния в волне разрежения для двух серий опытов показаны на рис. 4.

Обсуждение результатов

При использовании идентичных способов определения момента начала $\alpha \rightarrow \epsilon$ -перехода значения соответствующих напряжений (p_1^*), измеренные в данной работе и в [5], практически совпадают. Что касается начала обратного превращения, то здесь наблюдается большое расхождение между приведенным значением p_2^* и $p_{\epsilon \rightarrow \alpha} = 98$ кбар из [5]. Нужно сказать, что способ определения моментов начала $\alpha \rightleftharpoons \epsilon$ -превращений не является однозначным. В области между двумя пластическими волнами сжатия регистрируется подъем напряжения, а перед фронтом ударной волны разрежения — затянутый спад. Эти эффекты могут быть связаны с релаксационным характером процесса превращения, но, как отмечалось выше, в опытах с нагружением железа ударными волнами низкой интенсивности также регистрируются затянутые завершающие стадии сжатия и разгрузки. Такое искажение импульса сжатия характерно для вязких материалов. Не исключено, что подъем напряжения за фронтом первой пластической волны — есть проявление вязкоупругих свойств α -фазы железа — наблюдается искажение волны, ограниченной по амплитуде давлением начала перехода. По-видимому, максимально возможные искажения дают опыты с «размытой» входящей волной.

Протекание полиморфного превращения и пластическая деформация за фронтом первой ударной волны приводят к падению ее амплитуды в процессе установления стационарного значения, что наблюдалось в [5, 14]. Очевидно, если происходит формирование ударной волны из плавной волны сжатия, то непосредственно за скачком устанавливаются минимально возможные параметры, т. е. нет причины тому, чтобы скачок параметров в ударной волне превысил соответствующую величину для стационарной волны. Измеренное в настоящих опытах с плавной входящей волной напряжение за фронтом первой ударной волны составляло 120 кбар, что даже несколько ниже соответствующей величины для ударной волны разрежения (123 кбар). Наложение двух релаксационных процессов приводит к неопределенности в нахождении момента начала превращения, т. е. если величину p_2^* можно определенно считать верхней

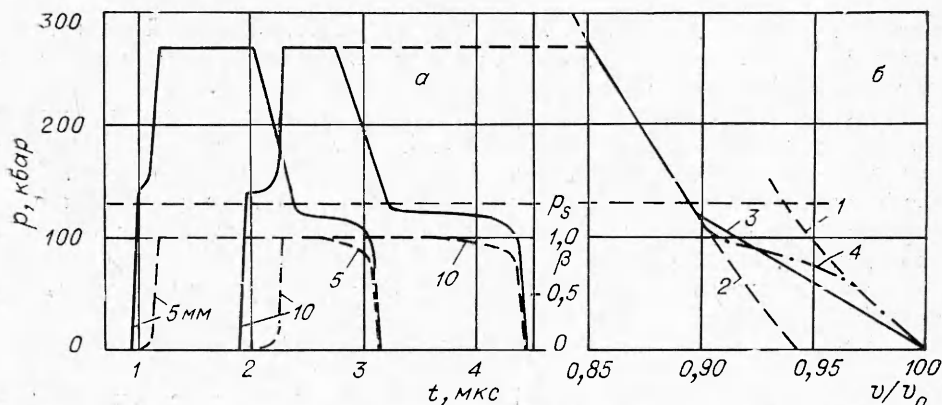


Рис. 5. Результаты численного моделирования процесса распространения прямоугольного импульса сжатия в претерпевающем превращение железе.

а) профили давления и распределение концентрации ϵ -фазы (штриховые линии) на глубинах 5 и 10 мм; б) рассчитанные траектории изменения состояния в волне разрежения. 1 и 2 — ударные адиабаты α - и ϵ -фаз железа; 3 и 4 — траектории изменения состояния для слоев железа, расположенных в глубине образца и у его поверхности соответственно.

границей начала $\alpha \rightarrow \epsilon$ -превращения, а p_1^* — нижней границей, то относительно того, при каком именно давлении этот переход в действительности начинается, нет полной ясности.

Сказанное выше относится и к волне разрежения. Можно считать несомненным, что в ударной волне разрежения обратный переход происходит (так как превращение и является причиной образования ударной волны разрежения), в то время как спад σ_x перед ее фронтом может быть обусловлен и медленным превращением, и вязкоупругими эффектами. Не выяснив скоростных характеристик процесса пластической деформации, по-видимому, едва ли возможно получить более точные данные о кинетике и равновесных параметрах собственно превращения.

При определении траектории изменения состояния частицы $\sigma_x(v)$ в одномерной волне вязкоупругие эффекты при пластической деформации проявляются в виде отклонения траектории от соответствующей кривой всестороннего сжатия $p(v)$ [15], тем большего, чем больше коэффициент вязкости и скорость деформирования. Взаимное расположение кривых 1, 2 и 5 на рис. 4 согласуется с этим. Интересно отметить, что в опытах с низкоскоростным нагружением при той же характерной скорости деформирования отклонение $\sigma_x(v)$ от ударной адиабаты значительно меньше, т. е. вязкостные характеристики зависят от давления и, возможно, от типа кристаллической решетки материала.

Нижняя граница для начала обратного $\epsilon \rightarrow \alpha$ -превращения, определенная в данных опытах (p_3^*), превышает полученную в [5] величину давления обратного перехода. Поскольку условия измерения этих величин отличаются, то это отличие обуславливается двумя причинами: ограниченностью скорости превращения и большей анизотропией напряжения при высокоскоростной разгрузке в экспериментах [5].

Возможность связи этого расхождения с кинетикой превращения наглядно проявляется в модельных численных расчетах. На рис. 5, а, приведены рассчитанные профили давления в железе и траектории изменения состояния для соответствующих слоев образца. Расчет проводился на ЭВМ методом шахматной сетки с квадратичной псевдовязкостью [16]. Уравнение состояния железа задавалось в виде ударных адиабат исходной и конечной фаз. Разогрев образца при ударном сжатии и вязкоупругие свойства материала не учитывались, поэтому расчет носит полуквалификационный характер. Кинетика превращения задавалась в виде

$$d\beta/dt = (1 - \beta)[(p - p_s)/kp_s]^3,$$

где β — массовая доля ϵ -фазы; $k = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{1/3}$; $p_s = 130$ кбар.

Подобная кинетическая зависимость с теми же значениями констант использовалась и при расчете процесса $\epsilon \rightarrow \alpha$ -превращения. Как видно из рис. 5, хотя не во всех деталях наблюдается совпадение экспериментальных результатов и рассчитанных, релаксационным характером полиморфного превращения вполне можно объяснить несовпадение траекторий изменения состояний в области относительно плавной и резкой разгрузок и кажущееся различие в значениях давления начала обратного перехода.

Следует отметить малую по сравнению со статическими экспериментами величину гистерезиса давлений начала полиморфных $\alpha \rightleftharpoons \epsilon$ -превращений железа (Δp^*). Даже если брать верхнюю границу прямого и нижнюю обратного переходов, то и тогда Δp^* не превышает 16 кбар, в то время как при статическом сжатии эта величина составляет ~ 50 кбар [3, 17]. Это можно объяснить тем, что переход имеет мартенситный характер и в условиях статического сжатия [18—20] превращение тормозится противодействующими росту зародыша упругими напряжениями в матрице непревращенного вещества. В настоящих экспериментах не регистрируется упругая волна разрежения конечной амплитуды, как и в [5]. Следовательно, скоростная деформация железа в ударной волне приводит к потере сдвиговой прочности, и в дальнейшем материал ведет себя в течение некоторого времени как вязкоупругий с практически нулевым пределом текучести [15]. В результате возникающие при появлении и росте зародыша напряжения в матрице быстро релаксируют и не препятствуют переходу, что является одной из причин того, что в ударно-волновых экспериментах общая скорость превращения выше, а гистерезис меньше, чем в условиях статического сжатия.

Равновесный параметр перехода в ряде работ [2, 3] предлагается определять, как среднее для прямого и обратного переходов. Хотя нужно учитывать гистерезис эффекта при определении равновесного состояния, следует иметь в виду, что глубина и скорость превращения зависят, помимо прочего, от прочности материала матрицы. Переход железа в вязкоупругое состояние снимает это ограничение в условиях ударно-волнового нагружения. Следовательно, в принципе можно ожидать, что измерения в этих условиях должны давать более близкие к равновесным параметры превращения.

По результатам настоящих измерений можно утверждать, что равновесное давление $\alpha \rightleftharpoons \epsilon$ -превращения находится в интервале 116—139 кбар, что существенно превышает величину, определенную в статических условиях — 100—107 кбар [3, 17].

Поступила в редакцию
3/VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Bancroft, E. L. Peterson, S. Minshall. J. Appl. Phys., 1956, 27, 3, 291.
2. G. E. Duval, R. A. Graham. Rev. Modern Phys., 1977, 49, 3, 523.
3. P. M. Giles, M. H. Longenbach, A. R. Marder. J. Appl. Phys., 1971, 42, 11, 4290.
4. А. В. Ананьин, А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ФГВ. 1973. 9, 3, 437.
5. L. M. Barker, R. E. Hollenbach. J. Appl. Phys., 1974, 45, 11, 4872.
6. Г. И. Канель, А. Н. Дремин. Авт. свид. № 412498 от 28.9.73 г.
7. Г. И. Канель, А. М. Молодец, А. А. Воробьев. ФГВ, 1974, 10, 6, 884.
8. Г. А. Ададулов, В. В. Густов и др. ФГВ, 1973. 9, 4, 576.
9. J. Lipkin, J. R. Asay. J. Appl. Phys., 1977, 48, 1, 182.
10. Г. И. Канель, Г. Г. Вахитова, Н. А. Дремин. ФГВ, 1978, 14, 2, 130.
11. P. C. Johnson, B. A. Stein, R. S. Davis. J. Appl. Phys., 1962, 33, 2, 557.

12. M. Cowperthwaite, R. F. Williams. J. Appl. Phys., 1972, 42, 1, 456.
13. H. K. Mao, W. A. Bassett, T. Takahashi. J. Appl. Phys., 1967, 38, 1, 272.
14. F. S. Minshall.— In: Response of Metals to High Velocity Deformation. Interscie. Publ., New York, 1961, p. 249.
15. Г. И. Канель— В сб.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черногловка, 1978.
16. А. А. Самарский, Ю. П. Попов. Разностные схемы газовой динамики. М., Наука, 1975.
17. В. А. Зильберштейн, Э. И. Эстрип. ФММ, 1971, 32, 2, 436.
18. Л. Кауфман, М. Коэн.— В сб.: Успехи физики металлов. Вып. 4. М., Металлургиядат, 1961.
19. Б. Я. Любков. Кинетическая теория фазовых превращений. М., Металлургия, 1969.
20. А. Л. Ройтбурд.— В сб.: Проблемы современной кристаллографии. М., Наука, 1975.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАСШТАБА НА ПРОЧНОСТЬ КОТЛА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ВНУТРЕННЕМ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ

А. Г. Иванов, В. А. Рыжанский, В. И. Цылкин,
А. Т. Шитов
(Москва)

Возможность проявления масштабного эффекта энергетической природы при разрушении конструкций имеет чрезвычайно большое значение для определения фактической прочности крупногабаритных сооружений. Примером проявления такого эффекта может служить, по нашему мнению, изложенный в [1] факт хрупкого разрушения сосуда, изготовленного из пластической стали. В работах [2, 3] показано, что наиболее убедительное и экспериментально доступное доказательство проявления масштабного эффекта энергетической природы при разрушении крупногабаритного объекта в упругой области может быть получено при его импульсном нагружении, когда в качестве нагружающей машины выступает взрыв ВВ.

Цель настоящей работы — проверка выводов работ [2, 3] о влиянии масштаба на прочность замкнутых сосудов при внутреннем взрывном нагружении. Однако вместо сосуда со сферической (или близкой к ней) оболочкой постоянной толщины выбран котел высокого давления, корпус которого имел форму, близкую к эллипсоиду вращения с оболочкой переменной толщины. Другая особенность постановки эксперимента состоит в заполнении котла водой,

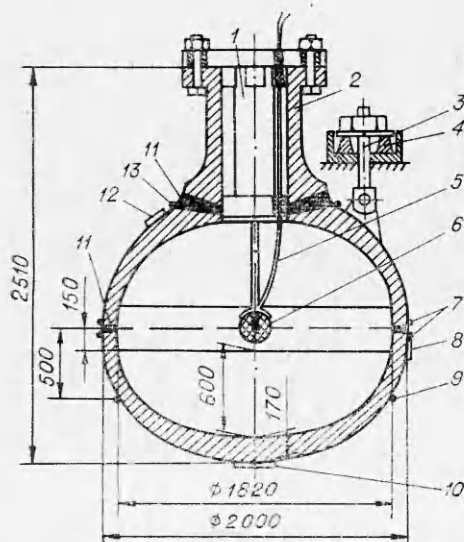


Рис. 1. Схема натурального котла высокого давления.

1 — пробка; 2 — котел; 3 — серьга подвески; 4 — амортизатор подвески; 5 — подрывной кабель; 6 — заряд ВВ; 7, 9, 13 — кольцевые тензодатчики; 8, 10, 12 — меридианальные тензодатчики; 11 — сварные швы.