

На рис. 2 сравниваются экспериментальные данные для тротила (а) и гексогена (б) с зависимостью (10). Теоретические кривые проведены через точку с координатами, равными средним арифметическим координат экспериментальных данных, представленных в логарифмическом масштабе. Показатель политропы продуктов взрыва полагался постоянным ввиду слабой зависимости τ_p от n . Если учесть изменения n , согласие несколько улучшается. Отклонения при $P_{ч-ж} < 50$ кбар и при $\tau_p < 0,2$ мкс объясняются не только несовершенством теории (в частности, предположением о независимости E от ρ), но и ограничениями, присущими при малых $P_{ч-ж}$ и τ_p электромагнитному методу, использованному при получении экспериментальных данных. Согласие наблюдаемой зависимости $\tau_p(P_{ч-ж})$ с предсказываемой уравнением (10) хорошее и объясняет слабую зависимость времени реакции от давления и, следовательно, от температуры ударного сжатия [2, 9].

В заключение следует отметить, что изложенный подход является феноменологическим. В настоящее время неясно, почему существуют такие величины как $E(T)$ и $N(\tau)$ и как рассчитать их независимым образом. Возможно, их существование связано со статистическим характером точной теории ударного инициирования неоднородных ВВ. Однородные ВВ были бы при этом предельным случаем теории, в котором температуры всех горячих точек одинаковы и равны температуре гомогенного ударного разогрева, что и определяет применимость к ним теории теплового взрыва.

Автор признателен В. В. Кравцову и И. А. Стадниченко, при участии которых получены использованные выше данные для литого тротила, и В. М. Титову за интерес и внимание к работе.

*Институт гидродинамики
СО АН СССР,
Новосибирск*

*Поступила в редакцию
2/VI 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, Р. Х. Курбангалина. ЖФХ, 1960, 34, 3, 603.
2. К. К. Шведов, С. А. Колдунов.— В сб.: «Горение и взрыв». М., «Наука», 1972, с. 439.
3. В. Ф. Нестеренко. ФГВ, 1975, 11, 2, 324.
4. F. E. Walker, R. J. Wasley. Explosivstoffe, 1969, 1, 9.
5. D. Price. Fifth Symposium (International) on Detonation, NOL — ONR, ACR — 184, 1970, 207.
6. Y. de Longueville. Acta Astronautica, 1976, 3, 9—10, 825.
7. P. W. Bridgman. J. Chem. Phys., 1947, 15, 5.
8. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов.— В сб.: «Взрывное дело», № 63/20. М., «Наука», 1967.
9. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
10. А. Исихара. Статистическая физика. М., «Мир», 1973.
11. J. Roth. Fifth Symposium (International) on Detonation, NOL — ONR, ACR — 184, 1970, 219.
12. К. Юхансон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М., «Мир», 1973.

ПОЛУЧЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ В СИСТЕМЕ МЕДЬ — ЖЕЛЕЗО С ПОМОЩЬЮ ВЗРЫВНОГО ПЛАЗМЕННОГО КОМПРЕССОРА

Н. В. Губарева, В. И. Кирко, Т. М. Соболенко

Широко известным методом получения неравновесных состояний является закалка. Одновременное воздействие высоких давлений и температур в условиях быстрого охлаждения способствует образованию ме-

тастабильных соединений. Так, в работе [1] при ударном нагружении порошка вольфрама, расположенного на стальной матрице, был получен непрерывный ряд твердых растворов вольфрама в железе в полном интервале концентраций. Обычными методами таких концентраций достичь невозможно. При сварке взрывом железа с медью в узких областях по границе соединения с помощью микрорентгеноспектрального анализа были зафиксированы постоянные составы, не характерные для стабильных растворов [2]. Однако малые объемы полученных составов не позволили определить их кристаллическое строение. В работе [3] при взаимодействии частиц медного порошка со стальной поверхностью в процессе обработки плазмой высокого давления и температуры возникал слой расплава порядка 0,1—0,3 мм. В любой точке этого слоя концентрация каждого компонента составляла не менее 10%.

В настоящей работе были созданы условия высокого давления и высокой температуры с помощью плазменного компрессора [4, 5], который позволяет получать плазму с температурой $\sim 10^4$ К и давлением $\sim 10^4$ атм. Полная энергия плазменного сгустка $E=80$ кДж. Сгусток плазмы из компрессора попадал в полость, на дне которой располагался порошок. При этом процессы, происходящие в полости, объем которой много больше объема, занимаемого частицами, можно разделить на несколько стадий:

- 1) заполнение полости плазмой, теплообмен со стенками;
- 2) перемешивание частиц порошка с плазмой, их разогрев, плавление и испарение;
- 3) соударение расплавленных частиц с поверхностью полости и взаимодействие с ней;
- 4) быстрое охлаждение поверхностного расплава, обеспеченное малой его толщиной и высокой теплопроводностью подложки.

Рассмотрим процессы, происходящие в полости при заполнении ее плазмой, для случая, когда объем полости много больше объема, занимаемого частицами. Характерное время заполнения $L/u \approx 10^{-6}$ с, где L — характерный размер полости, u — средняя скорость плазменного сгустка. В работе [3] было показано, что частицы равномерно размешиваются с плазмой и имеют среднюю скорость $u_2 \approx 10^5$ см/с при плотности плазмы $0,1$ г/см³ и средней скорости крупномасштабных турбулентных пульсаций 10^6 см/с. Таким образом среднее время достижения частицей стенки определяется отношением $L/u_2 \approx 10^{-5}$ с при $L \approx 1$ см. Давление и температура, которые устанавливаются в полости объемом V до того, как начнется интенсивный теплообмен с частицами, равны

$$\begin{aligned} p &= (\gamma - 1)E / (V - V_1), \\ T &= (\gamma - 1)E / R(N - N_0), \end{aligned}$$

где E — полная энергия плазмы; γ — показатель адиабаты; V_1 — объем, занимаемый частицами; N — число молей плазмы; N_0 — число молей воздуха в полости; R — универсальная газовая постоянная. Для $E=80$ кДж $V - V_1 \approx 18$ см³, $\gamma=1,2$, $N + N_0 \approx 0,12$, $p \approx 9 \cdot 10^3$ атм, $T \approx 1,3 \cdot 10^4$ К.

Поток тепла на 1 см² стенки можно оценить следующим образом:

$$\begin{aligned} q &= \sigma T^4 + St \rho \cdot u \cdot H, \\ St &= 0,296 / Pr \cdot (\sigma_1 / Re)^{1/2}, \end{aligned}$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана; St — число Стентона, равное $\sim 10^{-4}$ [6]; ρ — плотность плазмы; H — удельная энтальпия; Re и Pr — числа Рейнольдса и Прандтля; σ_1 — коэффициент, входящий в температурную зависимость вязкости газов; $0,5 < \sigma_1 < 1$ [6]. Для $\rho = 0,1$ г/см³ $u \approx 10^6$ см/с, $\sigma_1 \approx 1$ [6], $\eta \approx 10^{-3}$ г/см³·с (вязкость плазмы),

$Pr \approx 0,67$ (одноатомный газ) [7], $Re \approx 10^8$, $St \approx 0,5 \cdot 10^{-4}$, $q \approx 10^6$ Вт/см².
 Полная энергия, поглощенная стенками полости за $\sim 10^{-6}$ с,

$$E_1 = 2\pi r h \cdot q \cdot 10^{-6},$$

где r и h — радиус и высота цилиндрической полости. Для $r \approx 2$ см, $h \approx 2$ см

$$E_1 \approx 0,025 \text{ кДж},$$

т. е. $E_1 \ll E$. Таким образом, можно принять, что на стенку действует поток тепла $q \approx 10^6$ Дж/(см²·с) $\approx \text{const}$ до начала теплообмена плазмы с частицами. Этот поток разогревает стенку полости. В стенке профиль температуры можно аппроксимировать квадратичным полиномом [8]

$$T_c = q/2b\lambda_t \cdot (b-y)^2, \\ b = \sqrt{6\lambda_t/\rho_t c_t},$$

где λ_t , c_t , ρ_t — теплопроводность, теплоемкость и плотность твердого тела; y — координата, отсчитываемая от поверхности полости. Время нагрева поверхности до температуры плавления T_n составляет

$$t_n = \frac{2}{3} \frac{\lambda_t \rho_t c_t T_n^2}{q^2}.$$

Характерное время нагрева t_n стальной стенки $\sim 10^{-6}$ с, а медной $\sim 10^{-5}$ с (за счет различия теплопроводности меди и стали). Поэтому предварительного оплавления поверхности медной стенки может не произойти.

Характерное время нагрева плазмой поверхности полости до температурного испарения материала стенки [8]

$$t_{исп} = (T_{исп} - T_n) \lambda_{ж} Q_n \rho_t / q^2,$$

где $T_{исп}$ — температура испарения; Q_n — скрытая теплота плавления; $\lambda_{ж}$ — теплопроводность расплава.

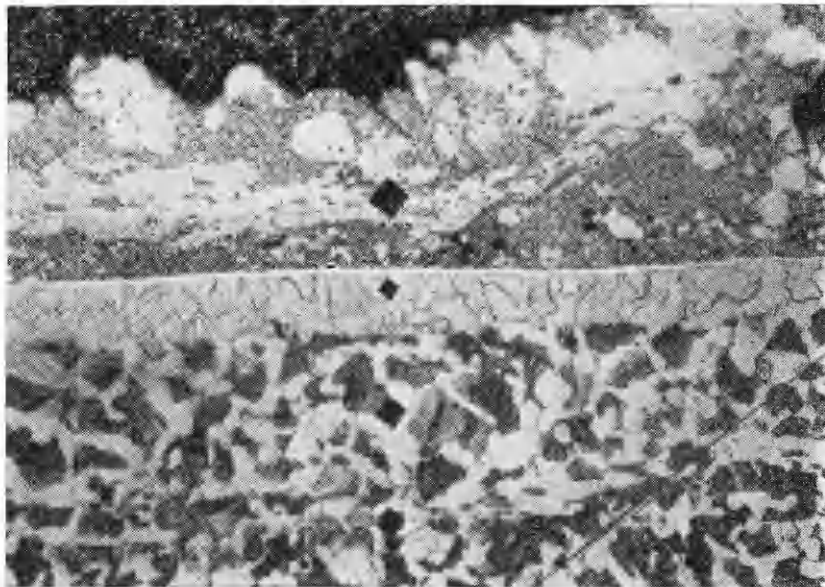


Рис. 1.

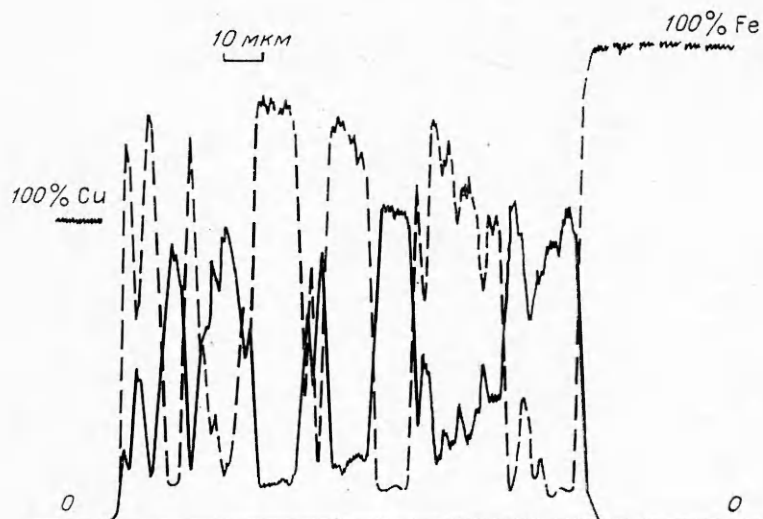


Рис. 2.

Изменение температуры фазового перехода с давлением в первом приближении можно оценить по формуле Клапейрона — Клаузиуса

$$T_{\text{исп}} = \frac{T_{\text{исп}}^{\circ}}{\left(1 - \frac{R T_{\text{исп}}^{\circ}}{Q_{\text{исп}} \mu} \ln \frac{p}{p_0}\right)},$$

где $T_{\text{исп}}^{\circ}$, $Q_{\text{исп}}$ — температура и теплота фазового перехода при нормальном давлении; μ — атомный вес. Для железа $Q_{\text{исп}} = 84,6$ ккал/моль, $T_{\text{исп}}^{\circ} = 3008$ К. При давлении $p = 10^4$ атм по формуле (1) $T_{\text{исп}} = 8350$ К. Характерное время нагрева поверхности до температуры испарения равно $\sim 10^{-5}$ с. Таким образом, поверхность стальной полости успевает расплавиться до того, как на нее попадут частицы порошка, но, вероятно, не успевает нагреться до температуры испарения.

На рис. 1 приведена фотография микрошлифа участка поперечного сечения обработанной плазмой стальной стенки в полости диаметром 25 мм, содержащей 10 г медного порошка ($\times 250$). Поверхностный слой представляет собой зону перемешивания, ниже которой расположена зона термического влияния.

Зона перемешивания имеет толщину 15 мкм. На фотографии видно, что эта зона состоит из смеси двух фаз. Фаза, которая выглядит на фотографии более светлой, имеет микротвердость $H_v \approx 200$ кг/мм², более темная — $H_v \approx 100$ кг/мм². С помощью рентгеноспектрального анализа, проведенного на микроанализаторе ИХА-3А, установлено (рис. 2), что светлая фаза содержит не менее 8,6% Cu и $\sim 88,6\%$ Fe, а более темная — не менее 7,2% Fe и $\sim 90\%$ Cu. На кривых распределения концентраций меди и железа в зоне перемешивания (см. рис. 2) есть участки, соответствующие другим содержаниям анализируемых элементов. Однако установить, присутствуют ли такие составы в исследуемом материале, не представляется возможным, поскольку размеры этих участков не превышают 3—5 мкм и не исключена возможность наложения излучений от обеих фаз смеси. Оценка составов проведена по минимальным повторяющимся значениям анализируемых элементов, так как известно [2], что в регистрируемое анализатором излучение вносят вклад окружающие области и подложка, расположенные на расстоянии ~ 5 мкм от центра зонда.

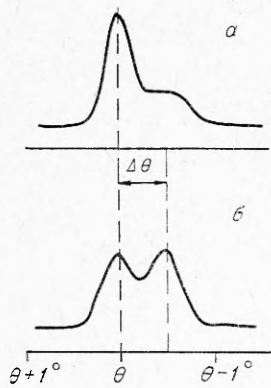


Рис. 3.

Для определения кристаллического строения зоны перемешивания был проведен рентгеноструктурный анализ на дифрактометре «ДРОН-1» в Fe K α -излучении. На полученных рентгенограммах присутствуют лишь линии необычной формы (рис. 3, а), индицируемые как результат дифракции на ГЦК-решетке. Такая форма линий может быть результатом суперпозиции отражений от двух решеток, параметры которых отличаются на малую величину Δa , что приводит к сдвигу дифракционных максимумов на малый угол $\Delta\theta$. После травления в разбавленной азотной кислоте, приведшего, по видимому, к вытравливанию одной из фаз, форма линий меняется (рис. 3, б), причем $\Delta\theta$ возрастает с увеличением угла дифракции θ . Например, для линии (111) $\Delta\theta=0,15^\circ$, а для линии (311) $\Delta\theta=0,63^\circ$. Очевидно, что здесь имеет наложение линий ГЦК-решеток с параметрами $a_1 \approx 3,618 \text{ \AA}$ и $a_2 \approx 3,641 \text{ \AA}$, большими, чем параметр исходной меди $a=3,614 \text{ \AA}$.

Для доказательства того, что сама плазма не вызывает изменения параметра решетки металлов, были поставлены контрольные опыты, в которых плазма заполняла полость без порошка. Вся сборка, включая компрессор, готовилась из одного материала. В этом случае на рентгенограмме поверхностей стенок, подвергшихся воздействию плазмы, линии дифракции имели нормальную форму, а положения их максимумов соответствовали исходному состоянию. Параметр решетки чистого γ -Fe, имеющего ГЦК-решетку, точно не определен, так как при комнатной температуре существуют лишь твердые растворы на этой основе. Но он должен быть очень близок к параметру решетки чистой меди, поскольку размеры атомов Cu и Fe совпадают.

Сопоставляя данные, полученные с помощью рентгеноструктурного, рентгеноспектрального и микроструктурного анализов, можно утверждать, что и белая фаза, содержащая $\sim 88,6\%$ Fe, и темная фаза, содержащая $\sim 90\%$ Cu, имеют ГЦК-структуру. Так как увеличение параметра решетки, определяемое по смещению максимумов линий в сторону меньших углов, обычно является результатом растворения чужеродных атомов, то можно сделать вывод, что зона перемешивания состоит из смеси твердых растворов на основе Cu и γ -Fe. Отжиг при 220°C в течение 2 ч приводит к распаду метастабильных растворов как на основе Cu, так и на основе γ -Fe с образованием меди и α -Fe.

Зона термического влияния на фотографии (см. рис. 1) выглядит как белый, плохо травящийся слой толщиной ~ 60 мкм. Микротвердость этого слоя составляет $H_v \approx 550-600$ кг/мм 2 . В результате исследования зоны термического влияния с помощью микроанализатора (см. рис. 2) установлено, что в ней не содержится Cu, а содержание Fe соответствует исходной стали.

Получить чистую, не поврежденную травлением поверхность зоны термического влияния, пригодную для рентгеноструктурного анализа, трудно, так как она находится под слоем твердых растворов. Но в упоминаемом ранее опыте по обработке плазмой полости из Ст. 3 без порошка был получен поверхностный слой, по микроструктуре и микротвердости подобный зоне термического влияния. Рентгеноструктурным анализом установлено, что этот слой состоит из α -Fe. Все линии дифракции сильно уширены, но не расщеплены. Причем, как видно из таблицы, ширина линий с увеличением угла дифракции возрастает немонотонно, а именно линия (002)—(020) (200) шире линии

(112)—(121)(211), находящейся в больших углах дифракции, что характерно для мартенсита [9]. После отжига при 250°C, который, по данным работы [9], должен приводить к выделению углерода из мартенсита, зависимость ширины линий от угла дифракции становится обычной, монотонной. По приведенным в таблице значениям видно, что $\Delta_{(002)-(020)(200)} > \Delta_{(110)-(011)(101)} > \Delta_{(112)-(211)(121)}$. Такое соотношение уширений линий присуще только мартенситу. Содержание углерода в полученном мартенсите, определенное по ширине линии (110)—(011)(101), составляет ~0,2%, т. е. не превышает содержания его в исходной стали.

Индекс линии	Ширина линий, град		$\Delta = B_1 - B_2$, град
	до отжига B_1	после отжига B_2	
(110)—(011)(101)	0,985	0,72	0,265
(002)—(020)(200)	2,27	1,33	0,94
(112)—(121)(211)	1,74	1,67	0,07

Оплавление поверхности стенки до момента соударения с частицами возможно лишь в случае, если объем полости много больше объема, занимаемого порошком. Если объем полости лишь незначительно больше объема частиц, то может произойти гидродинамическое расширение пузыря плазмы в порошке подобно процессу, описанному в [10], сжатие порошка и прессование его к стенкам полости. Видимо, поэтому уменьшение диаметра обрабатываемой полости до 15 мм без изменения количества содержащегося в ней порошка приводит к получению качественно другого поверхностного слоя (рис. 4). В этом случае зона термического влияния отсутствует, а нанесенный слой в основном состоит из спрессованного порошка. В зоне соединения и в некоторых местах на поверхности присутствуют более светлые, чем основной слой, области. С помощью микроспектрального анализа установлено, что эти области содержат ~90,8 Си и ~8,2% Fe, в основном же слое присутствует только медь. Линии дифракции, полученные на рентгенограммах поверхности, имели обычную форму, а их максимумы были сдвинуты в сторону меньших углов по отношению к максимумам линий исходной меди и соответствовали параметру решетки $a \approx 3.618 \text{ \AA}$. После непродолжительного травления в разбавлен-

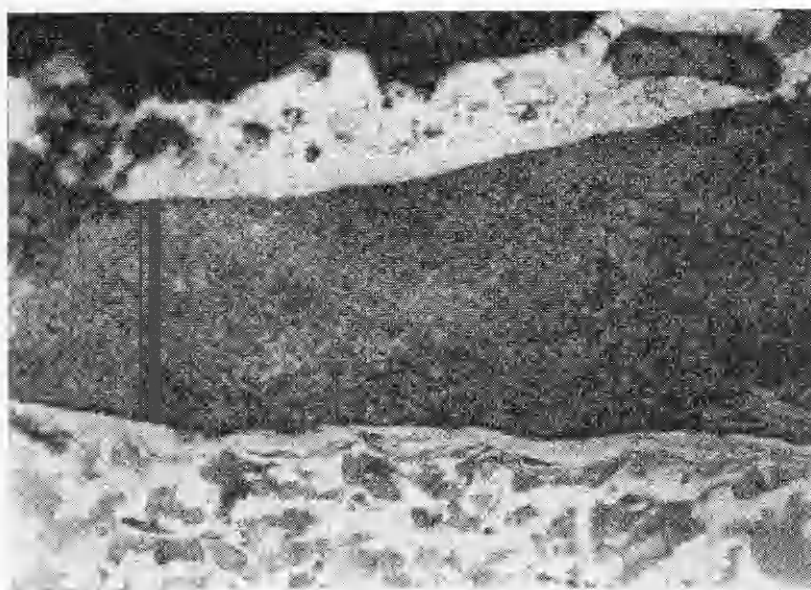


Рис. 4.

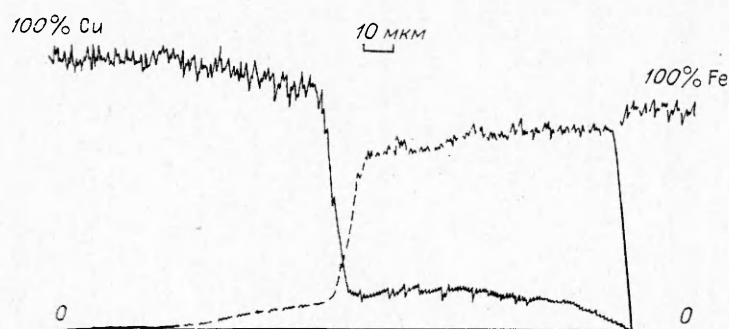


Рис. 5.

ной азотной кислоте положения максимумов линий соответствовали параметру решетки исходной меди. Следовательно, до травления имелись линии от твердого раствора железа в меди, образовавшегося при взаимодействии испаренного с поверхности компрессора железа с пресуемым порошком.

Таким образом, можно утверждать, что и в предыдущем опыте твердый раствор на основе меди имеет параметр $a_1 \approx 3,618 \text{ \AA}$, тогда параметр $a_2 \approx 3,641 \text{ \AA}$ принадлежит твердому раствору на основе $\gamma\text{-Fe}$.

Воздействием плазмы на стенки полости диаметром 25 мм в медной ампуле, содержащей 10 г порошка чистого $\alpha\text{-Fe}$, был получен слой, состоящий из наружной и внутренней частей. С помощью микроспектрального и рентгеноструктурного анализов установлено, что слой толщиной $\sim 20 \text{ мкм}$ с $H_v \approx 110 \text{ кг/мм}^2$, непосредственно прилегающий к медной подложке, содержит $\sim 9\%$ Fe и представляет собой твердый раствор на основе меди с максимальным параметром решетки $a \approx 3,618 \text{ \AA}$. Основной же слой толщиной $\sim 100 \text{ мкм}$ с $H_v \approx 250 \text{ кг/мм}^2$ содержит до 12,5% Cu и является твердым раствором на основе $\alpha\text{-Fe}$ с параметром решетки $a \approx 3,877 \text{ \AA}$ (рис. 5). В работе [11] приведена зависимость изменения параметров решеток твердых растворов до 50% Cu в $\alpha\text{-Fe}$, полученных в пленках толщиной $\approx 1000 \text{ \AA}$ осаждением на подложку распыленных в вакууме составляющих. По данным работы, содержание меди в твердом растворе с параметром $a \approx 3,877 \text{ \AA}$ составляет $\sim 13\%$, т. е. очень близко к определенному в настоящих опытах микроспектральным анализом.

В настоящей работе показано, что в случае воздействия плазмы на стенки полости стальной ампулы с медным порошком происходило внедрение частиц в оплавленную поверхность, перемешивание и взаимная диффузия. При этом была зафиксирована смесь твердых растворов на основе Cu и $\gamma\text{-Fe}$, не соответствующих составам стабильной диаграммы состояния [12]. В опыте по обработке стенок полости медной ампулы, содержащей порошок чистого $\alpha\text{-Fe}$, расплавленные частицы взаимодействовали с оплавленной подложкой, в результате чего при взаимной диффузии образовались слои твердых растворов на основе Cu и $\alpha\text{-Fe}$, также не соответствующие составам стабильной диаграммы состояний.

Институт гидродинамики
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
1/XI—76

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Козорезов, Л. И. Миркин, Н. Ф. Скугорова. Докл. АН СССР, 1973, 210, 5.
2. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
3. В. И. Кирко, Т. М. Соболенко. ФГВ, 1976, 12, 6.
4. А. Е. Войтенко. ПМТФ, 1968, 4.
5. А. Е. Войтенко, В. И. Кирко. ФГВ, 1975, 11, 6.
6. С. И. Анисимов, Я. А. Имас и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.
7. А. В. Елецкий и др. Явления переноса в слабоионизированной плазме. М., Атомиздат, 1975.
8. Б. А. Урюков. Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук, 1975, 2, 8.
9. Н. Н. Качанов, Л. И. Миркин. Рентгеноструктурный анализ. М., Машгиз, 1960.
10. И. В. Яковлев, А. Г. Вергасов. ФГВ, 1976, 12, 2.
11. E. E. Knepper. J. Appl. Phys., 1964, 35, 7.
12. А. Е. Вол. Строение и свойства двойных металлических систем. М., Физматгиз, 1972.

ХАРАКТЕР ВОЛНООБРАЗОВАНИЯ НА КРИСТАЛЛАХ ЦИНКА ПРИ КОСОМ СОУДАРЕНИИ

Д. К. Батороев, А. А. Дерибас, М. А. Могилевский

Процесс сварки, как известно, обычно сопровождается образованием волн на поверхности соударения [1]. По-видимому, совместная деформация металлов при образовании волн способствует образованию прочных связей на атомном уровне. Причина появления волн и связь этого процесса с параметрами соударения и прочностными свойствами соударяющихся металлов во многом еще остаются невыясненными [1—5]. В [1] предложено два критерия возможности волнообразования: 1) давление, развивающееся при соударении, должно превышать динамические пределы прочности соударяющихся материалов; 2) скорость точки контакта не должна превосходить скорости звука в соударяющихся пластинах.

В ходе экспериментов по косому соударению тонких медных пластин с моно- и бикристаллами цинка различных ориентаций был отмечен ряд особенностей, способствующих лучшему пониманию процессов, происходящих при волнообразовании.

Эксперимент проводился на гладкоствольной пороховой пушке с внутренним диаметром ствола 50 мм. Цинковый образец диаметром 40 и толщиной 5 мм крепился на дюралевом ударнике. После выхода из ствола образец ударялся о медную пластину толщиной 1 мм, установленную под заданным углом. Описываемые ниже результаты получены при следующих параметрах соударения: скорость ударника 400—700 м/с, угол соударения 20°. В таких режимах обычно образовывались довольно крупные волны, сварки же не было. Отсутствие сварки удобно для изучения параметров волн, так как не требуется изготовления шлифов или стравливания одного из металлов.

Монокристаллы цинка чистотой 99,99% выращивались по методу Бриджмена в графитовой форме. Образцы нужной ориентации вырезались из выращенного кристалла электроискровым методом. Поскольку двойникование является механизмом, характерным для высокоскоростной деформации, и двойниковые следы значительно проще наблюдать в микроскопе, чем следы дислокационного скольжения, ориентации кристаллов выбирались так, чтобы наиболее легкое в цинке базисное скольжение по плоскостям (0001) не могло внести определяющий вклад в волнообразование. Ряд интересных результатов был получен на