

товатые, намного реже встречаются розовые и бесцветные, кристаллы α -кристобалита, но лишь в том случае, если в образце содержится большое количество кремния.

Таким образом, в результате проведенных исследований установлено:

1) наличие алмазных включений в металлической матрице существенно влияет на структурные превращения в процессе изотермической выдержки и медленного охлаждения образца;

2) углерод твердого раствора, его химические соединения и включения графита могут служить источниками углерода при росте кристаллов алмаза в метастабильной области;

3) динамические давления генерируют в чугунном образце большое количество дефектов — источников вакансий, которые способствуют диффузии углерода и эвакуации атомов железа от растущих кристаллов алмаза.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Дерягин, Д. В. Федосеев. Рост алмаза и графита из газовой фазы. М.: Наука, 1977.
2. Э. О. Миндели и др. Физика и техника высоких давлений. Вып. 2. Киев: Наукова думка, 1980.

УДК 536.424

РЕОЛОГИЯ ВОЛНОВОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ

Л. В. Альшутлер, Б. С. Чекин
(Москва)

Реологические и прочностные характеристики волновой деформации металлов представлены сейчас альтернативными моделями упругопластического [1, 2] и релаксирующего [3—8] тела. На основании новой интерпретации экспериментальных данных они объединяются в едином определяющем уравнении среды.

Специфические особенности волновой деформации обусловлены возникновением на разрывах экстремальных касательных напряжений τ . На упругом предвестнике с амплитудой p_{n1} $\tau_1 = 0,5(1 - 2\sigma)p_{n1}/(1 - \sigma)$ (σ — коэффициент Пуассона). На фронте последующей пластической волны с амплитудным значением массовой скорости u_2 и линейным D — u соотношением в виде $D = a_0 + a_1u$ [9]

$$\tau_{\max} \approx \tau_1 + 3/8\rho_0 a_1 (u_2 - u_1)^2. \quad (1)$$

В работах [4—6] реологическая модель строится на основе известного соотношения Орована $\dot{\gamma}^p = bNv$ и гипотезы гетерогенного зарождения дислокаций. При сдвиге γ^p и максимальном достигнутом уровне касательных напряжений

$$N = N_0 + \alpha\gamma^p + (\tau_{\max} - \tau_c)/\beta, \quad (2)$$

где α , β — константы среды; N_0 — плотность дислокаций в исходном материале; τ_c — пороговое напряжение начала зарождения [5]. В сохраненных образцах фтористого лития после ударного сжатия давлениями в 2 ГПа прогнозируемого теорией зарождения увеличения числа дислокаций не обнаружено, что, по мнению авторов работы [10], — результат аннигиляции. Гипотеза зарождения внутренне непротиворечива и хорошо аппроксимирует [5, 6] конфигурации и кривые затухания предвестников во фтористом литии и алюминии. Физическую адекватность гипотезы зарождения подтверждают результаты изучения сохраненных образцов никеля в работе [11]. Как показал наш анализ этих данных, в диапазоне ударных давлений в 50 ГПа число дислокаций пропорционально (рис. 1) квадрату массовой скорости, а по уравнению (1) — максимальному касатель-

Рис. 1. Плотность дислокаций в никеле при различных амплитудах ударных волн.

ному напряжению фронта. Этот результат находится в согласии с механизмом зарождения и уравнением (2). При 28 ГПа плотность дислокаций достигает $N = 10^{11}$ см⁻², при 46 ГПа $N = 2 \cdot 10^{11}$ см⁻².

Роль вязкости и релаксации для насыщенного дислокациями сжатого металла выясняется при воздействии волновых импульсов разного временного масштаба, создающих при геометрическом подобии разную скорость деформирования $\dot{\gamma}^p$. Для алюминия [2] при 2 ГПа влияние $\dot{\gamma}^p$ на процессы разгрузки и повторного нагружения незначительно, так же как в [12] при 15 ГПа.

Характерные времена релаксации оценены авторами настоящей работы по режимам отражения ударной волны от свободной поверхности в релаксирующей среде. Согласно рис. 2, а, время разгрузки металла возрастает пропорционально, а скорость уменьшается обратно пропорционально глубине слоя. Элементы металла, расположенные на разных глубинах, в $p - V$ -координатах имеют различные релаксационные траектории разгрузки и конечные скорости расширения w . Результаты расчетов (рис. 2, б), выполненные для максвелловской жидкости и среды Гилмана [2] в образце меди, для амплитуды волны в 55 ГПа определили режимы изменения скорости Δw свободной поверхности. Как видно из графика, время релаксации имеет величину, близкую к периоду переходного процесса, и не превышает по экспериментальным данным [13] $(2 \div 4) \cdot 10^{-9}$ с.

Обнаруженные малые времена релаксации означают, что за фронтом ударных волн металл находится или в упругом диапазоне деформаций, или в состояниях, близких к предельной поверхности текучести при $\tau \sim \tau^*$. Увеличение в уравнении для скорости пластической деформации

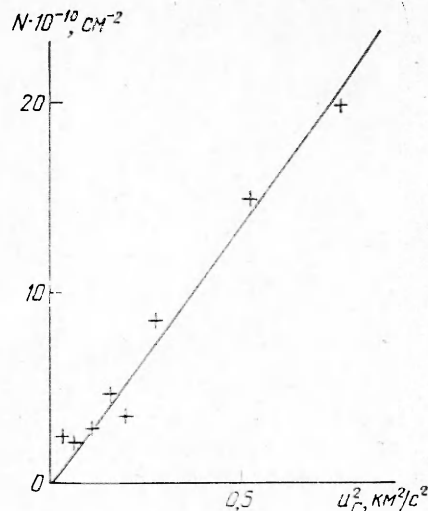
$$\dot{\gamma}^p = \frac{\tau - \tau^*}{\mu t_0} = \frac{Nb^2(\tau - \tau^*)}{B} \quad (3)$$

плотности дислокаций N до величин $\sim 10^9 - 10^{11}$ см⁻² сближает релаксационную модель с моделью упругопластического тела. Константами в уравнении (3), помимо τ^* , являются модуль сдвига μ , коэффициент торможения B и вектор Бюргерса b . При неомогенной деформации должна рассматриваться совокупность фракций с разными значениями τ^* . Главной характеристикой упругопластического описания является предел прочности $\Gamma = 2\tau^*$, зависящий от числа дислокаций, давления и температуры.

Параметры прочности $\Gamma = 2\tau^*$ сжатых металлов находятся по рельефу затухания ударной волны методом догоняющей разгрузки [7, 14—20], по $p - V$ -траекториям разгружаемого металла [8, 12, 21] и с помощью самосогласованного метода [22, 23], основанного на экстраполяции (рис. 3) экспериментальных кривых $p_{II}^+(V)$ повторного нагружения и $p_{II}^-(V)$ разгрузки к одной изохоре. Такой подход позволяет найти по соотношениям

$$\Gamma = \frac{3}{4}(p_{II}^+ - p_{II}^-), \quad S_m = p_{Im} - \frac{1}{2}(p_{II}^+ + p_{II}^-) \quad (4)$$

предел прочности Γ_m и девиаторную компоненту S_m напряженного состояния за фронтом ударных волн. Результаты различных определений Γ



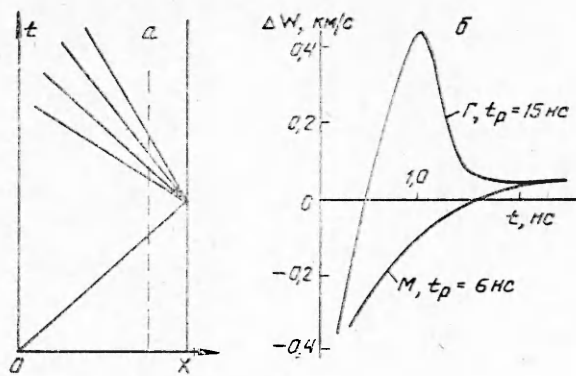


Рис. 2. $x-t$ -диаграмма отражения ударной волны от свободной поверхности (а) и переходные режимы свободной границы релаксирующей среды при отражении ударной волны (б).
 w — скорость поверхности; t_p — расчетное время релаксации; M — модель максвелловской жидкости; Γ — модель среды Гилмана.

алюминия до ударных давлений в 40 ГПа образуют единую зависимость с характерными диапазонами изменения Γ (рис. 4). Нижняя кривая графика характеризует состояния кратковременного разупрочнения металла до уровня $\Gamma = 3S_m/2$ во фронте волны при локальном нагреве плоскостей скольжения (адиабатический сдвиг). Процесс восстановления прочности описывается близким к [8] кинетическим уравнением «остывания горячих дислокаций», число которых изменяется со скоростью

$$N_r = N - N_r/t_p. \quad (5)$$

За характерное время тепловой релаксации $t_p \sim 10^{-7} \div 10^{-8}$ с критическое напряжение τ^* эволюционирует за фронтом волны от $\tau_m^* = \frac{3}{4} S_m$ до зависимости вида

$$\tau^*(N, N_r) = \tau_m^* + 2[\tau^*(N, 0) - \tau_m^*] \left[1 + \exp \frac{N_r}{N - N_r} \right]^{-1}. \quad (6)$$

Система уравнений (2), (3), (5), (6) вместе с известным определяющим уравнением Дувалла — Малверна $\dot{\nu}_n = \dot{\rho} + \frac{4}{3} \mu (\dot{\epsilon} - 2\dot{\gamma}^p)$ составляет структуру модифицированной реологической модели. При малых $\tau < \tau_c$ она применима в квазистатическом диапазоне параметров и при изэнтропическом сжатии. При $\tau > \tau_c$ модель описывает быстрое затухание предвестников и переход за фронтом ударных волн к упругопластическим критериям деформации. В рамках предложенной модели находит естественную трактовку нетривиальный эффект потери и восстановления прочности за фронтом ударных волн.

Авторы признательны Е. А. Дынину, Г. И. Канелю и П. В. Макарову за ценные дискуссии.

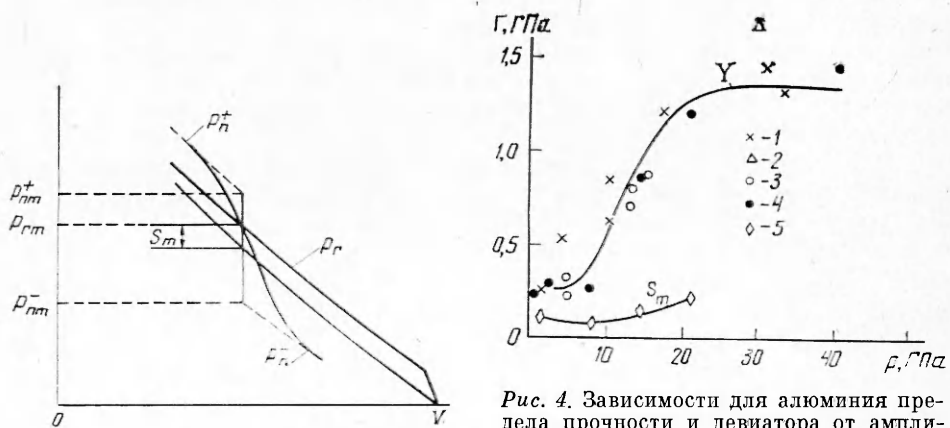


Рис. 3. Схема одномерной волновой упругопластической деформации.

Рис. 4. Зависимости для алюминия предела прочности и девиатора от амплитуды ударных волн:
 1 — данные [15—17]; 2 — [18]; 3 — [12]; 4 и 5 — [22, 23].

ЛИТЕРАТУРА

1. D. J. Steinberg, S. G. Cochran, H. W. Guinan. J. Appl. Phys., 1980, 51, 3, 1498.
2. J. Lipkin, J. R. Asay. J. Appl. Phys., 1977, 48, 1, 182.
3. Д. Д. Гилман. Механика. Сб. переводов. № 2. М.: Наука, 1970.
4. J. M. Gupta. J. Appl. Phys., 1975, 46, 8, 3395.
5. J. R. Asay, D. L. Hicks, D. V. Holdridge. J. Appl. Phys., 1975, 46, 10, 4316.
6. П. В. Макаров, В. А. Скрипняк. Изв. вузов. Физика. 1982.
7. С. М. Бахрах, А. Г. Иванов и др.— В кн.: Детонация. Черногловка, 1978.
8. Г. И. Канель. ПМТФ, 1982, 2, 105.
9. Е. А. Дынин. МТТ, 1981, 2, 56.
10. J. E. Vorthman, G. E. Divall. J. Appl. Phys., 1982, 53, 2, 3605.
11. L. E. Murri. Scripta Metallurgica, 1978, 12, 201.
12. А. Н. Дремин, Г. И. Канель, О. Б. Черникова. ПМТФ, 1981, 4, 132.
13. L. C. Chhabildas, J. R. Asay. J. Appl. Phys., 1979, 50, 4, 2749.
14. Л. В. Альтшулер, С. Б. Корнер, А. А. Баканова и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 1061.
15. D. R. Curran. J. Appl. Phys., 1963, 34, 9, 2677.
16. J. O. Erkmann. J. Appl. Phys., 1967, 38, 12, 5395.
17. A. S. Kusubol, M. van Thiel. J. Appl. Phys., 1969, 40, 2, 593.
18. С. А. Новиков, Л. М. Спницын. ПМТФ, 1970, 6, 107.
19. Л. В. Альтшулер, М. Н. Бражник, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1971, 6, 159.
20. И. В. Симонов, Б. С. Чекин. ФТВ, 1975, 11, 2, 274.
21. А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ПМТФ, 1976, 2, 146.
22. J. R. Asay, J. Lipkin. J. Appl. Phys., 1978, 49, 7, 4342.
23. J. R. Asay.— In: Shock Waves and High-Strain—Rate Phenomena in Metals Ed. Meyers A. and Lawrence E. Murr. N. Y.: Plenum Publishing Corporation, 1981.

УДК 663.414 : 66.175

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПРИ ДЕТОНАЦИОННО-ГАЗОВОМ НАПЫЛЕНИИ ПОРОШКОВ

Т. П. Шмырева

(Днепропетровск)

Одна из разновидностей использования энергии детонации газовой смеси для практических целей — детонационно-газовое напыление покрытий [1], для чего в длинную цилиндрическую, открытую с одного конца трубу помещают навеску порошка и подают смесь кислорода с ацетиленом. Электрической искрой инициируется взрыв газовой смеси. Частицы порошка разогреваются в продуктах детонации и транспортируются вместе с ними к открытому концу трубы. Напротив него помещают деталь, частицы тормозятся о ее поверхность и образуют слой покрытия толщиной около 10 мкм. Последовательно напыляя слой на слой, суммарную толщину покрытий доводят до 1—2 мм.

Высокие температуры и давления, контакт частиц с химически активной газовой средой, деформация частиц при соударении с деталью облегчают протекание различных физико-химических процессов в напыляемых материалах, позволяют изменять их структуру и свойства. Ранее в [2] показано, что методом детонационно-газового напыления можно получать различные метастабильные соединения. При напылении никелевых порошков в зависимости от состава детонирующей смеси в покрытии образуются пересыщенный твердый раствор углерода в никеле и метастабильный карбид никеля (Ni_3C) или оно сохраняет состав исходного порошка. При напылении порошков эвтектических сплавов (Fe-P-C , Fe-Cr-P-C , Fe-V-C и др.) двухмиллиметровый слой покрытия имеет аморфную структуру. Получение и исследование этих метастабильных соединений позволило установить, что при детонационном напылении имеет место расплавление частиц порошка. За короткое время транспортировки в продуктах детонации расплавленные частицы успевают взаимодействовать с углеродом, образующимся при неполном сгорании ацетилена детонирующей смеси. При попадании на подложку расплавленные частицы охлаждаются со скоростью более 10^6 К/с, что позволяет зафиксиро-