

24. Зельдович Я. Б. Теория ударных волн и введение в газодинамику.— М.: Изд-во АН СССР, 1946.
25. Годунов С. К., Козин Н. С. Структура ударных волн в упруго-вязкой среде с нелинейной зависимостью максвелловской вязкости от параметров вещества // ПМТФ.— 1974.— № 5.
26. Гулидов А. И., Фомин В. М., Яненко Н. Н. Структура волн сжатия в неупругих средах // Изв. АН СССР. МТТ.— 1975.— № 5.
27. Григорьев В. Г., Немиров А. С., Сироткин В. К. Структура ударных волн в упругопластических релаксирующих средах // ПМТФ.— 1979.— № 1.
28. Kelly J. M., Gillis P. P. An ideally viscoplastic analysis of shock profiles // Acta Mechanica.— 1977.— V. 26.— P. 47.
29. Козин Н. С., Кузьмина Н. К. Ударные адибаты и структура ударных волн в железе.— Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1975.
30. Дынин Е. А. Аналитическое исследование профиля стационарных волн сжатия в средах с дислокационным механизмом пластической релаксации // Изв. АН СССР. МТТ.— 1981.— № 2.
31. Yaziv D., Rosenberg Z., Parton Y. Variation of the elastic constants of 2024 — T351 Al under dynamic pressures // J. Appl. Phys.— 1982.— V. 53, N 1.
32. Arvidson T. E., Gupta Y. M., Duval G. E. Precursor decay in 1060 aluminum // J. Appl. Phys.— 1975.— V. 46, N 10.
33. Wise J. L., Chhabildas L. C., Asay J. R. Shock compression of beryllium // Shock waves in condensed matter — 1981/Ed. H. C. Wolfe.— N. Y.: Amer. Inst. Phys., 1982.
34. Chhabildas L. C., Wise J. L., Asay J. R. Reshock and release behaviour of beryllium // Shock waves in condensed matter — 1981/Ed. H. C. Wolfe.— N. Y.: Amer. Inst. Phys., 1982.
35. Сахаров А. Д., Зайдель Р. М., Минеев В. Н., Олейник А. Г. Экспериментальное исследование устойчивости ударных волн и механических свойств вещества при высоких давлениях и температурах // ДАН СССР.— 1964.— Т. 159, № 5.
36. Минеев В. Н., Зайдель Р. М. Вязкость воды и ртути при ударном нагружении // ЖЭТФ.— 1968.— Т. 54, вып. 6.
37. Ким Г. Х. Измерение вязкости ударно-сжатой воды // ПМТФ.— 1984.— № 5.
38. Lipkin J., Asay J. R. Reshock and release of shock-compressed 6061—T6 aluminum // J. Appl. Phys.— 1977.— V. 47, N 1.
39. Канель Г. И., Дремин А. Н., Черникова О. Б. Сопротивление пластической деформации алюминия АД-1 и дюралюминия Д-16 в условиях ударного сжатия // ПМТФ.— 1981.— № 4.
40. Альтшулер Л. В., Чекин Б. С. Реология волновой деформации материалов // ФГВ.— 1983.— № 5.
41. Степанов Г. В., Астанин В. В. Определение сопротивления материала сдвигу за фронтом плоской ударной волны // Пробл. прочности.— 1976.— № 4.
42. Chartagnac P. F. Determination of mean and deviatoric stresses in shock loaded solids // J. Appl. Phys.— 1982.— V. 53, N 2.
43. Новиков С. А. Напряжения сдвига и откольная прочность материалов при ударных нагрузках // ПМТФ.— 1981.— № 3.
44. Дремин А. Н., Канель Г. И. Волны разрежения в ударно-сжатых металлах // ПМТФ.— 1976.— № 2.
45. Asay J. R., Chhabildas L. C. Determination of the shear strength of shock compressed 6061—T6 aluminum // Shock waves and high-strain-rate phenomena in metals/Ed. A. Meyers and L. E. Murr.— N. Y.: Plenum Press, 1981.
46. Moss W. C. The effect of material strength on determining pressures «on» and «off» the Hugoniot // J. Appl. Phys.— 1984.— V. 55, N 1.
47. Grady D. E., Asay J. R. Calculation of thermal trapping in shock deformation of aluminum // J. Appl. Phys.— 1982.— V. 53, N 11.

*Поступила 30/VII 1986 г.*

УДК 624.131 + 532.529

## ПЛОСКИЕ ВОЛНЫ В НЕЛИНЕЙНЫХ ВЯЗКИХ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СРЕДАХ

*В. В. Нефедов*

(Москва)

Один из основных методов изучения волновых процессов в многокомпонентных средах — метод, предложенный в [1], в соответствии с которым многокомпонентная среда рассматривалась как однородная сплошная среда с уравнением сжимаемости, учитывающим сжимаемость и содержание компонентов, которые находятся в равновесном состоянии. В [2] модель [1] усовершенствована введением нелинейных диаграмм динамического и статического сжатия многокомпонентной среды, что позволяет ввести объемную вязкость, там же приведены и исследованы основные результаты, полученные при решении задач о распространении волн в средах с постоянной и пере-

менной вязкостью. В [3] даны результаты экспериментальных исследований сферических волн в мерзлых грунтах с разными физико-механическими характеристиками, установлено, что параметры волн существенно зависят от характеристик грунта в немерзлом состоянии.

Изучению волновых процессов во льду посвящены работы [4—7] и др. В [4] представлены результаты экспериментальных исследований, теоретическое обоснование которых дано в [5], построены графики затухания максимального значения скорости частиц льда в зависимости от удаления частиц от места приложения ударной нагрузки.

На основе экспериментальных данных в [6, 7] получены формулы, описывающие процесс распространения волн во льду, и уравнение, определяющее поведение льда как вязкоупругой среды.

Ниже на основе [2] найдено решение задачи о распространении плоской волны, создаваемой нестационарной нагрузкой в многокомпонентной среде. При этом вязким компонентом считался лед, уравнение сжимаемости которого взято из [6]. Решение выполнено с помощью ЭВМ методом характеристик, применение которого излагалось ранее к средам без вязкости [8] и к средам с объемной вязкостью [2].

Рассмотрим задачу о распространении плоской волны в вязкой многокомпонентной среде. Воспользуемся моделью, которая содержит 3 компонента: жидкий, твердый и лед. В соответствии с [2] при начальном (атмосферном) давлении  $p_0$  обозначим через  $\alpha_i$  содержание по объему льда, жидкого и твердого компонентов,  $V_{i0}$  — их удельный объем,  $\rho_{i0}$  — их плотность,  $c_{i0}$  — скорость звука в каждом из них,  $\rho_0$  — плотность среды в целом,  $V_0$  — ее удельный объем. Значение  $i = 1$  относится ко льду, 2 — к жидкому и 3 — к твердому компонентам. При давлении  $p$  обозначим объем, плотность и скорость звука в компонентах  $V_i$ ,  $\rho_i$ ,  $c_i$ , плотность среды  $\rho$ , удельный объем  $V$ :

$$(1) \quad \rho_0 = \frac{1}{V_0} = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \rho_{i0}, \quad \sum_{i=1}^3 \alpha_i = 1.$$

Жидкий и твердый компоненты под действием нагрузки сжимаются по уравнению Тэта

$$(2) \quad p - p_0 = \frac{\rho_{i0} c_{i0}^2}{\gamma_i} \left[ \left( \frac{V_i}{V_{i0}} \right)^{-\gamma_i} - 1 \right],$$

где  $i = 2, 3$ ;  $\gamma_i$  — известные константы.

Сжатие льда определяется уравнением, полученным в [6], которое в принятых обозначениях запишется как

$$(3) \quad \frac{\dot{p}}{E_D} + \frac{\dot{V}_1}{V_{10}} = -\frac{1}{\eta} \left( E_S \frac{V_1 - V_{10}}{V_{10}} + p - p_0 \right).$$

Здесь  $E_D$  и  $E_S$  — модули динамической и статической упругости;  $\eta$  — коэффициент вязкости льда.

Из (3) находим

$$(4) \quad \frac{V_1}{V_{10}} = \frac{\eta}{E_S} \left( -\frac{\dot{p}}{E_D} - \frac{\dot{V}_1}{V_{10}} - \frac{p - p_0}{\eta} + \frac{E_S}{\eta} \right).$$

Учитывая, что

$$(5) \quad \frac{\rho_0}{\rho} = \frac{V}{V_0} = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \frac{V_i}{V_{i0}},$$

имеем из (2) и (4)

$$(6) \quad \frac{V}{V_0} = \alpha_1 \frac{\eta}{E_S} \left( -\frac{\dot{p}}{E_D} - \frac{\dot{V}_1}{V_{10}} - \frac{p - p_0}{\eta} + \frac{E_S}{\eta} \right) + \sum_{i=2}^3 \alpha_i \left( \frac{p - p_0}{\rho_{i0} c_{i0}^2} \gamma_i + 1 \right)^{-\frac{1}{\gamma_i}}.$$

Дифференцируя уравнение (5) по времени и подставив в него значения  $\dot{V}_2$  и  $\dot{V}_3$ , определенные при дифференцировании (2), а также  $\dot{V}_1$  из (6),

получим

$$(7) \quad \frac{\dot{V}}{V_0} = - \sum_{i=2}^3 \left[ \alpha_i \left( \frac{p-p_0}{\rho_{i0} c_{i0}^2} \gamma_i + 1 \right)^{-\frac{1+\gamma_i}{\gamma_i}} \frac{\dot{p}}{\rho_{i0} c_{i0}^2} \right] - \\ - \alpha_1 \left\{ \left[ \frac{V}{V_0} - \sum_{i=2}^3 \alpha_i \left( \frac{p-p_0}{\rho_{i0} c_{i0}^2} \gamma_i + 1 \right)^{-\frac{1}{\gamma_i}} \right] \frac{E_S}{\eta \alpha_1} + \frac{\dot{p}}{E_D} + \frac{p-p_0}{\eta_I} - \frac{E_S}{\eta} \right\}$$

или окончательно

$$(8) \quad \frac{\dot{V}}{V_0} = - \varphi(p) \dot{p} + \frac{\psi_1 \left( p, \frac{V}{V_0} \right)}{\eta}, \\ \varphi(p) = \sum_{i=2}^3 \left[ \alpha_i \left( \frac{p-p_0}{\rho_{i0} c_{i0}^2} \gamma_i + 1 \right)^{-\frac{1+\gamma_i}{\gamma_i}} \frac{1}{\rho_{i0} c_{i0}^2} \right] + \frac{\alpha_1}{E_D}, \\ \psi_1 \left( p, \frac{V}{V_0} \right) = - \left[ \frac{V}{V_0} - \sum_{i=2}^3 \alpha_i \left( \frac{p-p_0}{\rho_{i0} c_{i0}^2} \gamma_i + 1 \right)^{-\frac{1}{\gamma_i}} \right] E_S - \alpha_1 (p - p_0 - E_S).$$

Основные уравнения движения в переменных Лагранжа  $r, t$  имеют вид

$$(9) \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \frac{\partial v}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} = 0,$$

где  $\varepsilon$  — деформация;  $v$  — скорость частиц среды;  $p$  — давление;  $\rho_0$  — начальная плотность среды.

Замыкающее уравнение (8) преобразуется в

$$(10) \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \varphi(p) \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\psi(p, \varepsilon)}{\eta}, \quad \psi(p, \varepsilon) \equiv \psi_1(p, \varepsilon + 1).$$

Система (9), (10) гиперболическая. В плоскости  $(r, t)$  имеются три семейства действительных характеристик  $r = r(t)$ . Характеристические соотношения выглядят как

$$(11) \quad dp \pm \sqrt{\frac{\rho_0}{\varphi(p)}} dv = \frac{\psi(p, \varepsilon)}{\eta \varphi(p)} dt \quad \text{вдоль линий } \dot{r} = \pm \frac{1}{\sqrt{\rho_0 \varphi(p)}};$$

$$(12) \quad dp + \frac{1}{\varphi(p)} d\varepsilon = \frac{\psi(p, \varepsilon)}{\eta \varphi(p)} dt \quad \text{вдоль линий } \dot{r} = 0.$$

Граничные условия в начальном сечении  $r = 0$  и на фронте волны (предвестнике  $r = R(t)$  или  $t = T(r)$ ) следующие:

$$(13) \quad p(0, t) = \begin{cases} p_0 + p_m e^{-\frac{t}{\theta}}, & t \geq 0 \quad (\theta = \text{const} > 0), \\ p_0, & t < 0; \end{cases}$$

$$(14) \quad p - p_0 = \dot{R} \rho_0 v, \quad v = -\dot{R} \varepsilon \quad \text{при } r = R(t)$$

( $\dot{R}$  — скорость предвестника).

Для получения третьего соотношения на фронте предвестника надо проинтегрировать уравнение (10), отбросив правую часть [2]. При  $r = R(t)$

$$(15) \quad \varepsilon = - \frac{\alpha_1}{E_D} (p - p_0) + \sum_{i=2}^3 \left[ \alpha_i \left( \frac{p-p_0}{\rho_{i0} c_{i0}^2} \gamma_i + 1 \right)^{-\frac{1}{\gamma_i}} - \alpha_i \right].$$

Коэффициент вязкости льда  $\eta$  в соответствии с [6, 7] определяется формулой

$$(16) \quad \eta = A(t - T(r))^{2/3},$$

где  $A$  — известная константа;  $t = T(r)$  — уравнение предвестника в плоскости  $(r, t)$ .

Решение задачи сводится к интегрированию системы (9), (10) при граничных условиях в начальном сечении (13) и на фронте волны (14), (15).

Введем безразмерные величины  $p^0 = \frac{p - p_0}{p_m}$ ,  $v^0 = \frac{c_0^0}{p_m} v$ ,  $\varepsilon^0 = -\frac{E_D}{p_m} \varepsilon$  и безразмерные переменные Лагранжа

$$r^0 = \frac{(\nu\alpha)^{-3}}{c_0} r, \quad t^0 = (\nu\alpha)^{-3} t, \quad \text{где } \nu = E_D/E_S; \quad \alpha = A/E_D; \quad c_0 = \sqrt{E_D/\rho_0}.$$

В этих переменных уравнения (9), (10) имеют вид

$$(17) \quad \partial \varepsilon^0 / \partial t^0 + \partial v^0 / \partial r^0 = 0;$$

$$(18) \quad \partial v^0 / \partial t^0 + \partial p^0 / \partial r^0 = 0;$$

$$(19) \quad \partial \varepsilon^0 / \partial t^0 - \varphi^0(p^0) \partial p^0 / \partial t^0 = \psi^0(p^0, \varepsilon^0) / \eta^0.$$

Здесь  $\varphi^0(p^0) = \sum_{i=2}^3 \left[ \alpha_i \left( \frac{p_m \gamma_i}{\rho_{i0} c_{i0}^2} p^0 + 1 \right)^{-\frac{1+\gamma_i}{\gamma_i}} \frac{E_D}{\rho_{i0} c_{i0}^2} \right] + \alpha_1$ ;  $\psi^0(p^0, \varepsilon^0) = \frac{\nu E_S}{p_m} \times$   
 $\times \left[ -\frac{p_m}{E_D} \varepsilon^0 + 1 - \sum_{i=2}^3 \alpha_i \left( \frac{p_m \gamma_i}{\rho_{i0} c_{i0}^2} p^0 + 1 \right)^{-\frac{1}{\gamma_i}} + \alpha_1 \left( \frac{p_m}{E_S} p^0 - 1 \right) \right]$ ;  $\eta^0 = \left( t^0 - \frac{T(c_0(\nu\alpha)^3 r^0)}{(\nu\alpha)^3} \right)^{2/3} = (t^0 - T^0(r^0))^{2/3}$ .

Граничные условия (13) — (15) в безразмерных переменных запишем как

$$(20) \quad p^0(0, t^0) = \begin{cases} e^{-\frac{(\nu\alpha)^3}{c_0} t^0}, & t^0 \geq 0, \\ 0, & t^0 < 0; \end{cases}$$

$$(21) \quad p^0 = \frac{\dot{R}}{c_0} v^0, \quad v^0 = \frac{\dot{R}}{c_0} \varepsilon^0,$$

$$\varepsilon^0 = \alpha_1 p^0 + \frac{E_D}{p_m} \left\{ \sum_{i=2}^3 \left[ \alpha_i - \alpha_i \left( \frac{p_m \gamma_i}{\rho_{i0} c_{i0}^2} p^0 + 1 \right)^{-\frac{1}{\gamma_i}} \right] \right\}$$

при  $r^0 = R^0(t^0)$  ( $t^0 = T^0(r^0)$ ).

Характеристические соотношения (11), (12) переписутся в виде

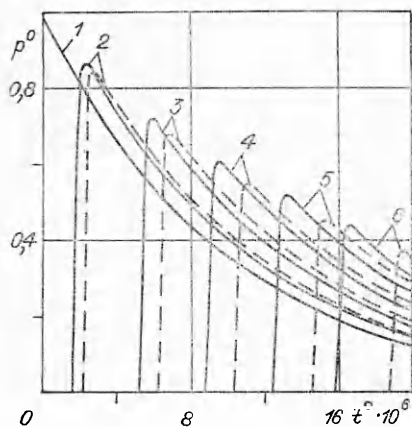
$$dp^0 \pm \frac{1}{\sqrt{\varphi^0(p^0)}} dz^0 = -\frac{\psi^0(p^0, \varepsilon^0)}{\eta^0 \varphi^0(p^0)} dt^0 \quad \text{вдоль } \dot{r}^0 = \pm \frac{1}{\sqrt{\varphi^0(p^0)}},$$

$$dp^0 - \frac{1}{\varphi^0(p^0)} dz^0 = -\frac{\psi^0(p^0, \varepsilon^0)}{\eta^0 \varphi^0(p^0)} dt^0 \quad \text{вдоль } \dot{r}^0 = 0.$$

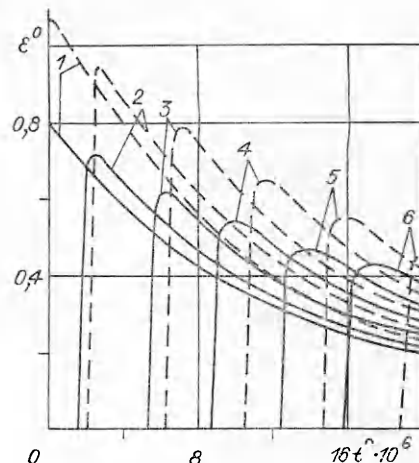
Решение системы уравнений (17) — (19) с граничными условиями (20), (21) проведено при помощи ЭВМ методом характеристик [8]. В расчетах принято, согласно [3, 7],  $\rho_{20} = 1000$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_{30} = 2660$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_{20} = 1500$  м/с,  $c_{30} = 5000$  м/с,  $p_m = 2 \cdot 10^7$  Н/м<sup>2</sup>,  $E_D = 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>,  $E_S = 25 \times 10^8$  Н/м<sup>2</sup>,  $\theta = 1$  с,  $\nu = 4$ ,  $(\nu\alpha)^3 = 10^5$  с,  $\gamma_2 = 7$ ,  $\gamma_3 = 4$ ;  $\alpha_i$  полагались равными:  $\alpha_1 = 0,69$ ,  $\alpha_2 = 0,01$ ,  $\alpha_3 = 0,3$  и  $\alpha_1 = 0,6$ ,  $\alpha_2 = 0,1$ ,  $\alpha_3 = 0,3$ .

Расчеты показывают, что вырождение коэффициента вязкости  $\eta$  (см. (15)) на фронте волны приводит к тому, что от начального сечения в момент приложения ударной нагрузки начинает распространяться непрерывная волна сжатия. Ударной волны в отличие от [2] при этом не образуется. Скорость распространения волны сжатия совпадает со скоростью звука в модели среды без вязкости, уравнение сжимаемости которой определяется формулой (15):

$$(22) \quad \dot{R} = \left[ \rho_0 \left( \frac{\alpha_1}{E_D} + \sum_{i=2}^3 \frac{\alpha_i}{\rho_{i0} c_{i0}^2} \right) \right]^{-1/2}$$



Р и с. 1

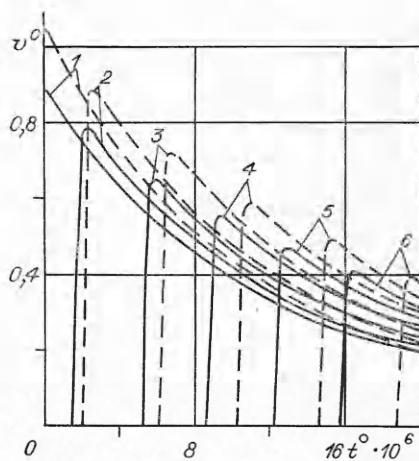


Р и с. 2

На рис. 1—3 приведены [зависимости безразмерных величин  $p^0$ ,  $\epsilon^0$ ,  $v^0$  в различных сечениях среды от безразмерной переменной  $t$ . Кривые 1—6 относятся к расстояниям  $\bar{r} = (0; 2; 6; 10; 14; 18) \cdot 10^{-6}$ , сплошные линии определяют давление, деформацию и скорость в вязкой среде с  $\alpha_1 = 0,69$ ,  $\alpha_2 = 0,01$ ,  $\alpha_3 = 0,3$ , а штриховые — с  $\alpha_1 = 0,6$ ,  $\alpha_2 = 0,1$ ,  $\alpha_3 = 0,3$ .

Из рис. 1—3 и формулы (22) видно, что давление, деформация и скорость частиц среды, а также скорость распространения волны существенно зависят от содержания различных компонентов в среде. Увеличение  $\alpha_1$  и связанное с ним уменьшение  $\alpha_2$  в среде при охлаждении приводят к увеличению скорости волны и уменьшению деформации в среде, что отмечалось в [3], где эта зависимость подтверждена экспериментально для ряда мерзлых грунтов. Давление при этом в среде возрастает незначительно.

Основная цель данной работы — построение модели многокомпонентной среды с переменным коэффициентом вязкости и решение задачи о распространении в этой среде плоской волны, создаваемой нестационарной ударной нагрузкой. Определение автором  $\eta$  как коэффициента вязкости льда, в отличие от [2], где коэффициент вязкости характеризует свойства многокомпонентной среды в целом, вытекает из сравнения основного уравнения сжимаемости вязкоупругой среды, выведенного в [2], и уравнения, полученного в [6] в результате проведения ряда экспериментов, и характеризует вязкие свойства только одного компонента (в данной работе льда). Коэффициент вязкости среды в общем случае зависит от различных факторов: от пористости среды [2], физико-механических свойств составляющих компонентов, вида и времени прикладываемой нагрузки. Наряду с этими факторами сжимаемость и вязкость мерзлых грунтов зависят от характеристик грунтов в немерзлом состоянии [3], а также от наличия фазового перехода лед — вода. Можно полагать, что вклад, определяемый последним фактором, будет различным в мерзлых грунтах разной структуры. Однако влияние этого фазового перехода (за исключением необходимых опытных данных) в настоящей работе не рассматривается и предполагается, что введенный коэффициент  $\eta$  определяет вязкие свойства среды в целом. При этом уравнение (3), описывающее



Р и с. 3

поведение льда под действием нагрузки, позволяет применить метод, предложенный в [2], для построения модели многокомпонентной среды и получения системы уравнений, описывающих процесс распространения волн в этой среде.

В заключение отметим, что основным эффектом, к которому приводит вырождение коэффициента вязкости на фронте волны, является мгновенное размывание ударной волны в среде (превращение ее в непрерывную волну сжатия).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ляхов Г. М. Ударные волны в многокомпонентных средах // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. — 1959. — № 1.
2. Ляхов Г. М. Волны в грунтах и пористых многокомпонентных средах. — М.: Наука, 1982.
3. Ляхов Г. М., Фраш Г. Б. Взрывные волны в мерзлых грунтах // ПМТФ. — 1983. — № 6.
4. Фомин В. А. Исследование разрушения льда при высоких скоростях деформаций // Аэрофизика и геокосмические исследования. — М.: МФТИ, 1984.
5. Фомин В. А., Родионов В. Н. О диссипации механической энергии во льду // ДАН СССР. — 1985. — Т. 285, № 6.
6. Голд Л., Синха Н. Реологическое поведение льда при малых деформациях // Физика и механика льда. — М.: Мир, 1983.
7. Sinha N. K. Rheology of columnar-grained ice // *Experim. Mech.* — 1978. — V. 18, N 12.
8. Хоскин Н. Э. Метод характеристик для решения уравнений одномерного неустановившегося течения // Вычислительные методы в гидродинамике. — М.: Мир, 1971.

Поступила 1/IX 1986 г.

УДК 539.375.5

#### УПРОЧНЕНИЕ СТАЛИ В РЕЗУЛЬТАТЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ОДНООСНОГО РАСТЯЖЕНИЯ

*А. Г. Иванов, А. И. Коршунов, А. М. Подурец,  
В. А. Рыжанский, Н. А. Юкина*

*(Москва)*

Как известно, многие конструкционные материалы в той или иной степени чувствительны к предыстории нагружения. Одним из проявлений подобной чувствительности является упрочнение стали в результате пластической деформации — так называемый наклеп. В [1] показано, что с повышением скорости деформации наклеп стали усиливается. В [2] установлено, что при одноосном растяжении стали аустенитного класса 12X18H10T в различных скоростных режимах на ее механические свойства существенно влияют факторы, связанные с предысторией нагружения (в частности, релаксационные процессы и динамический наклеп).

Данная работа (продолжение [2]) посвящена изучению изменений физико-механических свойств стали 12X18H10T в результате ее динамического растяжения.

Материал для исследования взят из цилиндрической оболочки (наружный радиус  $R_0$ , толщина  $0,0246R_0$ , длина  $4R_0$ ), сваренной из стальных листов, закаленных с охлаждением на воздухе. Оболочка была заполнена водой и дважды нагружена взрывом сферического заряда бризантного взрывчатого вещества (ВВ), инициированного в центре. Оба раза заряд ВВ помещался в геометрическом центре оболочки. Опыты проводились на открытом воздухе при температуре оболочки с водой  $(293 \pm 5)^\circ\text{K}$ . В результате нагружений оболочка приняла бочкообразную форму. Измерения показали, что деформация оболочки близка к одноосной: при радиальном расширении ее значительное окружное растяжение (максимум  $\sim 40\%$  в центральном поперечном сечении) сопровождалось утонением и незначительным (максимум  $\sim 3\%$  в том же сечении) укорочением вдоль образующей. Результаты скоростной фоторегистрации в опытах теньвым методом [3] показали, что оболочка, расширяясь, слабо пульсировала (вследствие воздействия волн давления, циркулировавших в воде, что