

(фиг. 3, кривая 2). Из этой формулы видно, что дальнейший рост напряжений в прежнем направлении $s^0 = -1$ будет сопровождаться лишь упругой деформацией (4—5, фиг. 4). Повторное деформирование в положительном направлении имеет упругую область, ограниченную значением напряжений $s_n = K(T)/2\alpha$, вытекающим из (3.2) (точка 6, фиг. 4). Последующая переориентация замкнет цикл.

В рамках данной теории дальнейшее изотермическое циклирование не приведет к изменению параметров петли гистерезиса, что соответствует эксперименту [8]. Их температурная зависимость проявляется через энергию активации $K(T)$ механизма переориентации. Исчезновение петли при $T = T_{MA}$ означает полный возврат неупругой деформации, приобретенной в мартенситном состоянии [3].

Поступила 11 V 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Работнов Ю. Н. Ползучесть элементов конструкций. М., «Наука», 1966.
2. Курдюмов Г. В., Хандрос Л. Г. О термоупругом равновесии при мартенситных превращениях.— «Докл. АН СССР», 1949, т. 66, № 2.
3. Апаев Б. А., Вороненко Б. И. Физические представления о фазовых превращениях в «запоминающих» сплавах.— «Металловедение и термическая обработка металлов», 1975, № 5.
4. Хандрос Л. Г., Арбузова Н. А. Мартенситное превращение, эффект памяти и сверхупругость.— В кн.: Металлы, электроны, решетка. Киев, «Наукова думка», 1975.
5. Delaey L., Krishnan R., Tas H., Warlimont H. Thermoelasticity, pseudoelasticity and the memory effects associated with martensitic transformation. Review. Parts 1, 2, 3.— «J. Mater. Sci.», 1974, vol. 9, p. 1521.
6. Wayman C., Shimizu K. The shape-memory («marmem») effect in alloys.— «Met. Sci. J.», 1972, vol. 6, N 9.
7. Mohamed H., Washburn J. On the mechanism of the shape memory effect in Ni—Ti alloy.— «Met. Trans.», 1976, vol. A7, p. 1041.
8. Nakanishi N. a. o. Pseudoelasticity in AuCd thermoelastic martensit.— «Phil. Mag.», 1973, vol. 28, N 2.
9. Тихонов А. С., Герасимов А. П., Шоршоров М. Х., Мануйлов В. Ф., Прохорова И. И. О механизме мартенситной памяти в металлических материалах.— «Физика и химия обработки материалов», 1976, № 5.
10. Ивлев Д. Д., Быковцев Г. И. Теория упрочняющегося пластического тела. М., «Наука», 1971.

УДК 538.4

НЕКОТОРЫЕ ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ФЕРРОГИДРОДИНАМИКИ

B. Г. Баштовой

(Минск)

Теоретическое исследование неизотермических течений намагничивающихся жидкостей сопряжено со значительными математическими трудностями, усугубляющимися по сравнению с исследованием течений обычных жидкостей необходимостью совместного решения с гидродинамическими уравнениями также и уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями для магнитного поля. В связи с этим задачи данного типа в большинстве случаев ре-

шаются в пренебрежении обратным влиянием непзотермичности жидкости на распределение поля в ней и, как правило, с приближенным решением уравнений Максвелла и выполнением граничных условий для поля [1—3].

В данной работе предлагаются легко реализуемые практически постановки задач, допускающие точные одномерные стационарные решения полной системы уравнений термомеханики неэлектропроводных несжимаемых ньютоновских намагничивающихся жидкостей с постоянными коэффициентами переноса. Общим для них является наличие продольного градиента температуры на границах, вдоль которого осуществляется движение жидкости. Плоскопараллельные конвективные течения такого типа в обычной жидкости и их устойчивость рассматривались в [4—6].

1. Исходная система уравнений феррогидродинамики записывается следующим образом (см., например, [1]):

$$(1.1) \quad \rho(v\nabla)v = -\nabla p + \eta\Delta v + \rho g + \mu_0 M \nabla H;$$

$$(1.2) \quad \operatorname{div}v = 0;$$

$$(1.3) \quad v\nabla T = \kappa\Delta T;$$

$$(1.4) \quad \operatorname{rot} H = 0, \operatorname{div}B = 0, B = \mu_0(H + M), M = (M/H)H;$$

$$(1.5) \quad \rho = \rho^0[1 - \beta(T - T^0)], M = M^0 + \chi(H - H^0) - K(T - T^0),$$

где ρ — плотность; v — скорость; p — давление с учетом магнитострикционных членов; η — коэффициент вязкости; g — ускорение земного тяготения; μ_0 — магнитная проницаемость вакуума; M — магнитный момент единицы объема жидкости; H , B — напряженность и индукция магнитного поля; T — температура; κ — коэффициент температуропроводности; β — коэффициент термического расширения; χ — магнитная восприимчивость; K — ниромагнитный коэффициент с учетом зависимости $M(\rho)$; индекс нуль сверху означает некоторые средние значения величин, от которых производится их исчисление.

В уравнении для температуры (1.3) опущено слагаемое, описывающее магнетокалорический эффект, который только в ряде из рассмотренных ниже задач дал бы несущественную добавку к продольному градиенту температуры.

Границные условия для скорости выводятся из требований прилипания на твердой границе или баланса напряжений на свободной. Распределение температуры на границах считается заданным, а для магнитного поля должны выполняться условия непрерывности тангенциальной компоненты напряженности и нормальной компоненты индукции.

2. Постановка первой задачи заключается в рассмотрении течения жидкости при отсутствии силы тяжести ($g = 0$) вдоль бесконечного кольцевого канала (параллельно оси z), ограниченного внутренним радиусом R_1 и внешним R_2 , на границах которого поддерживаются постоянные и, вообще говоря, разные градиенты температуры

$$T = T_1 + \gamma_1 z \text{ при } r = R_1, \quad T = T_2 + \gamma_2 z \text{ при } r = R_2.$$

Такое движение реализуется в центральной части кольцевого канала, длина которого много больше его ширины, а на торцах ограничивающих его реальных массивов поддерживаются постоянные и разные температуры.

Таким образом, в цилиндрической системе координат (r, φ, z) рассматривается одномерное однонаправленное $v = [0, 0, v(r)]$ течение намагничивающейся жидкости с распределением температуры $T = T(r, z)$. Уравнения Максвелла при $r > R_1$ допускают также одномерное решение

$\mathbf{H} = [0, i/r, 0]$, $\mathbf{M} = [0, M(r, z), 0]$, соответствующее полю, создаваемому протеканием постоянного тока $I = 2\pi i$ по внутреннему цилиндру ($r < R_1$), и точно удовлетворяющее граничным условиям. При этом рассматриваемое движение жидкости и распределение температуры в ней не изменяют указанного распределения поля.

Записав выражение для температуры в виде

$$T = T_1 + (T_2 - T_1) \frac{\ln(r/R_1)}{\ln(R_2/R_1)} + \left[\gamma_1 + (\gamma_2 - \gamma_1) \frac{\ln(r/R_1)}{\ln(R_2/R_1)} \right] z + \Theta(r),$$

получим из исходной системы (1.1)–(1.5) уравнения для искомых функций $v(r)$, $\Theta(r)$

$$(2.1) \quad -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu_0 M \frac{\partial H}{\partial r} = 0, \quad -\frac{\partial p}{\partial z} + \eta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} \right) = 0, \quad v \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right)$$

с граничными условиями для Θ

$$\Theta = 0 \quad \text{при } r = R_1, R_2.$$

Исключая из первых двух уравнений (2.1) давление путем перекрестного дифференцирования и вычитания и учитывая уравнения состояния (1.5), явный вид поля и температуры, получим для $v(r)$ обыкновенное дифференциальное уравнение третьего порядка с известным свободным членом

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right] = \frac{\mu_0 K_i}{\eta r^2} \left[\gamma_1 + (\gamma_2 - \gamma_1) \frac{\ln(r/R_1)}{\ln(R_2/R_1)} \right],$$

общее решение которого есть

$$(2.2) \quad v = -\frac{\mu_0 K_i}{\eta} \left[\left(\gamma_1 - \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{\ln(R_2/R_1)} \right) r + \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{\ln(R_2/R_1)} r \ln \frac{r}{R_1} \right] + c_1 r^2 + c_2 \ln \frac{r}{R_1} + c_3.$$

Три произвольные постоянные c_1 , c_2 , c_3 определяются из двух граничных условий при $r = R_1$, R_2 и задания расхода жидкости через поперечное сечение канала. Если канал является открытым, то расходное движение может быть вызвано внешним перепадом давления на его торцах. В случае же замкнутого канала, когда вынужденная конвекция отсутствует, а движение обусловлено только терромагнитным механизмом свободной конвекции, оно должно быть безрасходным и третья произвольная постоянная находится из условия

$$(2.3) \quad \int_{R_1}^{R_2} v dr = 0.$$

Прежде всего в (2.2) обращает на себя внимание тот факт, что наличие постоянного радиального перепада температуры $T_2 - T_1$ не оказывает влияния на распределение скорости конвективного движения.

При заданном профиле скорости (2.2) интегрирование в общем виде третьего из уравнений (2.1) для температуры не вызывает, кроме громоздкости, никаких принципиальных трудностей

$$\Theta = \frac{1}{\kappa} \int_{R_1}^r \frac{1}{r} \left\{ \int r v \left[\gamma_1 + (\gamma_2 - \gamma_1) \frac{\ln(r/R_1)}{\ln(R_2/R_1)} \right] dr \right\} dr + c_4 \ln \frac{r}{R_1}.$$

Границное условие $\Theta = 0$ при $r = R_1$ выполняется автоматически, а из второго граничного условия находится постоянная c_4 .

Рассмотрим на основе полученных решений некоторые конкретные ситуации. Прежде всего пусть градиенты температуры на обеих границах канала одинаковы ($\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$) и обе границы являются твердыми ($v = 0$ при $r = R_1, R_2$). Тогда, вводя безразмерную координату $x = (r - R_1)/(R_2 - R_1)$ с пределами изменения от 0 до 1 и обезразмеривая скорость v по масштабу $v/(R_2 - R_1)$, получим распределение безразмерной скорости V замкнутого конвективного течения в канале в виде

$$(2.4) \quad V = -\frac{Ra_m}{\delta(2+\delta)} \{x - x^2 + c[x(2+\delta)x \ln(1+\delta) - (2+\delta)\ln(1+\delta x)]\},$$

$$c = \delta/2[2(\delta^2 + 3\delta + 3)\ln(1+\delta) - 3\delta(2+\delta)],$$

где $\delta = (R_2 - R_1)/R_1$; $Ra_m = \mu_0 K i \gamma (R_2 - R_1)^4 / \eta x R_1^2$ — магнитное число Рэлея.

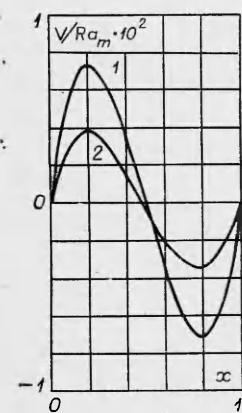
При малой ширине канала ($\delta \ll 1$) решение (2.4) переходит в известное решение, описывающее плоскопараллельное свободноконвективное течение в горизонтальном слое с продольным градиентом температуры под действием силы тяжести [4]

$$V = (Ra_m/12)(2x^3 - 3x^2 + x),$$

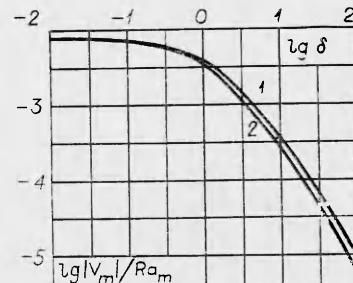
в котором роль обычного числа Рэлея играет Ra_m и движение фактически происходит в магнитном поле с постоянным градиентом i/R_1^2 , эквивалентным ускорению силы тяжести g .

Рассчитанные по формулам (2.4) профили скорости для разных значений δ представлены на фиг. 1 (кривая 1 соответствует $\delta = 0,1$, кривая 2 — $\delta = 1$). При тех же значениях Ra_m с увеличением δ интенсивность движения уменьшается. Зависимость максимального значения скорости V_m в левой половине канала $x < 0,5$ (кривая 1) и в правой половине (кривая 2) представлены на фиг. 2.

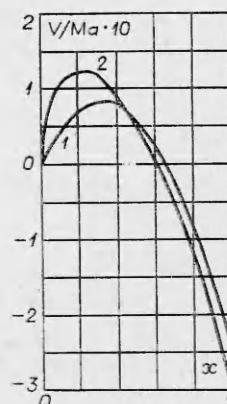
Следующая ситуация, представляющая особый интерес, возникает, когда внешняя граница жидкости ($r = R_2$) является свободной, а внутренняя, как и прежде, твердой. Подчеркнем при этом, что цилиндрическая свободная поверхность является совершенно естественной для намагничивающейся жидкости в данном случае, т. е. при отсутствии силы тяжести и в магнитном поле с радиальным градиентом напряженности. Тогда гра-



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

ничное условие для скорости на свободной поверхности с учетом зависимости коэффициента поверхностного натяжения α от температуры ($\alpha = \alpha^0 - \sigma(T - T^0)$), получаемое из баланса напряжений на ней, будет иметь вид [7]

$$\eta \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)_{r=R_2} = \frac{\partial \alpha}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial z} = -\sigma \gamma (\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma).$$

Градиент коэффициента поверхностного натяжения на свободной поверхности обусловливает термокапиллярный механизм конвекции [7], действующий в рассматриваемом случае наряду с магнитным.

Решение (2.2) при данных граничных условиях записывается следующим образом:

$$v = -\frac{\mu_0 K i \gamma}{\eta} (r - R_1) + \left(\frac{\mu_0 K i \gamma}{2\eta R_2} - \frac{\sigma \gamma}{2\eta R_2} \right) (r^2 - R_1^2) + D \left(\ln \frac{r}{R_1} - \frac{r^2 - R_1^2}{2R_2^2} \right).$$

Постоянная D определяется из условия замкнутости течения (2.3).

Из полученного выражения прежде всего следует, что влияние термокапиллярного механизма является несущественным при $\sigma < \mu_0 K i$ независимо от геометрических размеров канала. В то же время он является преобладающим при $\sigma > \mu_0 K i (R_2/R_1)$. Распределение безразмерной скорости в канале при чисто термокапиллярной конвекции дается выражением

$$(2.5) \quad V = -\frac{\text{Ma}}{2(1+\delta)} \{x(2+\delta x) + D[2(1+\delta^2) \ln(1+\delta x) - \delta x(2+\delta x)]\},$$

$$D = -\delta(3+\delta)/[6(1+\delta)^3 \ln(1+\delta) - 6\delta(1+\delta)^2 - \delta^2(3+\delta)],$$

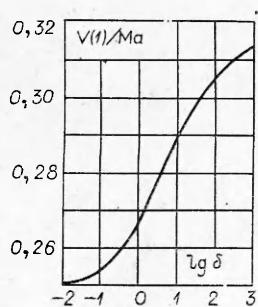
где $\text{Ma} = \sigma \gamma (R_2 - R_1)^2 / \eta k$ — число Марангони.

Изображение данного профиля скорости представлено на фиг. 3 (кривая 1 соответствует $\delta = 0,1$, 2 — $\delta = 100$). С увеличением δ при тех же значениях Ma интенсивность движения на свободной поверхности возрастает. Зависимость $V(1)$ от δ представлена на фиг. 4.

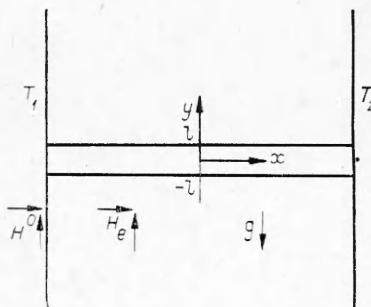
При малой ширине канала ($\delta \ll 1$) формулы (2.5) переходят в известное выражение для плоскопараллельного течения [4]

$$V = (\text{Ma}/4)(2x - 3x^2).$$

3. Рассмотрим в присутствии силы тяжести течение намагничивающейся жидкости в горизонтальном плоскопараллельном канале, выре-



Фиг. 4



Фиг. 5

занном в массиве твердого ферромагнетика, имеющего пиромагнитный коэффициент K и магнитную восприимчивость χ такие же, как у жидкости. Последние требования являются существенными для получения точных одномерных решений уравнений Максвелла и удовлетворения граничным условиям. Геометрия задачи представлена на фиг. 5. На боковых границах массива поддерживается разность температур, обеспечивающая постоянный продольный градиент γ на границах слоя: $T = T^0 + \gamma x$ при $y = \pm l$. Вся система находится во внешнем однородном магнитном поле H^0 , нормальном или тангенциальном боковым границам массива. При этом в центральной части массива, согласно уравнениям Максвелла (1.4), (1.5), реализуется в первом случае следующее распределение поля H_e и намагниченности M_e (величины вне слоя жидкости будут иметь нижний индекс e):

$$(3.1) \quad H_{ey} = M_{ey} = 0, \quad H_{ex} = H_e^0 + [K\gamma/(1 + \chi)] x, \\ H_e^0 + M_e^0 = H^0, \quad M_{ex} = M_e^0 - [K\gamma/(1 + \chi)] x$$

и во втором случае

$$(3.2) \quad H_{ex} = M_{ex} = 0, \quad H_{ey} = H_e^0 = H^0, \quad M_{ey} = M_e^0 = K\gamma x.$$

В центральной же части канала будет иметь место плоскопараллельное конвективное движение жидкости $v_y = 0$, $v_x = v(y)$ и распределение температуры $T = T^0 + \gamma x + \vartheta(y)$. Причем на границах слоя $x = \pm l$ $v = \vartheta = 0$.

В соответствии с уравнениями Максвелла и граничными условиями распределение поля и намагниченности внутри жидкости будет описываться следующими выражениями:

а) внешнее магнитное поле H_e параллельно слою (3.1)

$$(3.3) \quad H_y = M_y = 0, \quad H_x = H_i^0 + [K\gamma/(1 + \chi)] x, \\ H_i^0 = H_e^0, \quad M_x = M^0 - [K\gamma/(1 + \chi)] x - K\vartheta(y);$$

б) внешнее магнитное поле H_e перпендикулярно слою (3.2)

$$(3.4) \quad H_x = M_x = 0, \quad H_y = H_i^0 + [K/(1 + \chi)] \vartheta(y), \\ H_i^0 + M^0 = H_e^0 + M_e^0, \quad M_y = M^0 - K\gamma x - [K/(1 + \chi)] \vartheta(y).$$

Обратим внимание на то, что все неоднородности поля и намагниченности обусловлены неоднородностью температуры. В первом случае напряженность магнитного поля имеет только горизонтальный градиент, во втором — только вертикальный.

Для нахождения искомых функций $v(y)$ и $\vartheta(y)$ система уравнений (1.1)–(1.5) дает

$$(3.5) \quad v\gamma = \chi\vartheta'';$$

$$\text{а)} \quad \mathbf{H} = [H(x), 0, 0]$$

$$(3.6) \quad -\partial p/\partial x + \eta v'' + \mu_0 M \partial H/\partial x = 0, \quad -\partial p/\partial y - \rho g = 0;$$

$$\text{б)} \quad \mathbf{H} = [0, H(y), 0]$$

$$(3.7) \quad -\partial p/\partial x + \eta v'' = 0, \quad -\partial p/\partial y - \rho g + \mu_0 M \partial H/\partial y = 0,$$

где штрих означает производную по y .

Исключая из уравнений (3.6), (3.7) давление и вводя безразмерные координату $\xi = y/l$, скорость $V = (l/\kappa)v$ и температуру $\Theta = \vartheta/\gamma l$, а также учитывая (3.3), (3.4), получим

$$(3.8) \quad \begin{aligned} V &= \Theta'', \text{ а) } V''' - Ra_m \Theta' - Ra = 0, \\ &\text{б) } V''' + Ra_m \Theta' - Ra = 0 \end{aligned}$$

и граничные условия $V = \Theta = 0$ при $\xi = \pm 1$.

Обычное Ra и магнитное Ra_m числа Рэлея определяются в данном случае следующим образом: $Ra = \beta g \gamma l^4 \rho / \kappa \eta$, $Ra_m = \mu_0 K^2 \gamma^2 l^4 / \eta \chi (1 + \chi)$. Отметим, во-первых, что значения числа Ra_m всегда положительны и, во-вторых, что движущей силой конвекции в рассматриваемой ситуации является гравитационный механизм. При $Ra = 0$ задача (3.8) становится задачей на собственные значения и дает критическое значение числа Ra_m , соответствующее срыву механического равновесия, равное $(\pi/2)^4$. Причем последнее относится только к случаю «а», когда магнитное поле параллельно слою. В случае «б» механическое равновесие жидкости устойчиво. При $Ra \neq 0$ движение возникает при сколь угодно малых его значениях.

Система уравнений (3.8) эквивалентна уравнениям, описывающим плоско-параллельное конвективное течение обычной жидкости в наклонном слое с продольным градиентом температуры [6]: а) при остром угле между градиентом температуры и силой тяжести; б) если этот угол тупой. При этом обращает на себя внимание тот факт, что в обоих случаях влияние магнитного поля эквивалентно продольной компоненте силы тяжести, несмотря на то что в первом случае поле имеет только продольный, а во втором — только поперечный градиент напряженности внутри жидкости. Из рассмотренного примера становится ясно, что действие градиента напряженности магнитного поля на тепловую конвекцию намагничивающейся жидкости не всегда эквивалентно действующей в том же направлении силе тяжести в тех ситуациях, когда этот градиент обусловлен неоднородностью температуры.

Решения уравнений (3.8) с заданными граничными условиями и соответствующие замкнутому течению имеют вид

$$\begin{aligned} V &= -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{Ra}{Ra_m}} \left(\frac{\sin \varepsilon \xi}{\sin \varepsilon} - \frac{\operatorname{sh} \varepsilon \xi}{\operatorname{sh} \varepsilon} \right), \quad \varepsilon = \sqrt[4]{Ra_m}, \\ \Theta &= \frac{Ra}{Ra_m} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\sin \varepsilon \xi}{\sin \varepsilon} + \frac{\operatorname{sh} \varepsilon \xi}{\operatorname{sh} \varepsilon} \right) - \frac{\xi}{\varepsilon} \right]; \\ V &= \frac{Ra}{\sqrt{Ra_m} S} \left(\frac{\sin \varepsilon \xi \operatorname{ch} \varepsilon \xi}{\sin \varepsilon \operatorname{ch} \varepsilon} - \frac{\cos \varepsilon \xi \operatorname{sh} \varepsilon \xi}{\cos \varepsilon \operatorname{sh} \varepsilon} \right), \\ \Theta &= -\frac{Ra}{Ra_m} \left[\frac{1}{S} \left(\frac{\sin \varepsilon \xi \operatorname{ch} \varepsilon \xi}{\cos \varepsilon \operatorname{sh} \varepsilon} + \frac{\cos \varepsilon \xi \operatorname{sh} \varepsilon \xi}{\sin \varepsilon \operatorname{ch} \varepsilon} \right) - \frac{\xi}{\varepsilon} \right], \\ S &= \operatorname{tg} \varepsilon \operatorname{cth} \varepsilon + \operatorname{ctg} \varepsilon \operatorname{th} \varepsilon, \quad \varepsilon = \sqrt[4]{Ra_m / 4} \end{aligned}$$

и, как уже отмечалось, исследовались в ряде работ для обычной жидкости (см., например, [6]).

Поступила 13 III 1978

ЛИТЕРАТУРА

- Баштовой В. Г., Берковский Б. М. Термомеханика ферромагнитных жидкостей.— «Магнитн. гидродинамика», 1973, № 3, с. 3—14.
- Полевиков В. К., Фертман В. Е. Исследование теплообмена через горизонтальный кольцевой слой магнитной жидкости при охлаждении цилиндрических проводников с током.— «Магнитн. гидродинамика», 1977, № 1, с. 15—21.

3. Блум Э. Я., Кронкасл Г. Е., Федин А. Г. Термомагнитная конвекция при поперечном обтекании цилиндра.— «Магнитн. гидродинамика», 1977, № 1, с. 28—34.
4. Бирих Р. В. О термокапиллярной конвекции в горизонтальном слое жидкости.— ПМТФ, 1966, № 3, с. 69—72.
5. Гершунин Г. З., Жуховицкий Е. М., Мызников В. М. Об устойчивости плоскопараллельного конвективного течения жидкости в горизонтальном слое.— ПМТФ, 1974, № 1, с. 95—100.
6. Hart J. E. Stability of the flow in a differentially heated inclined box.— «J. Fluid Mech.», 1971, vol. 47, pt 3, p. 547—576.
7. Ландау Л. Д., Либкин Е. М. Механика сплошных сред. М.—Л., Гостехиздат, 1954.

УДК 620.171.3

**ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ОБРАЗЦА
НА ВЕЛИЧИНУ РАЗРУШАЮЩИХ НАПРЯЖЕНИЙ
ПРИ ОТКОЛЕ В АЛЮМИНИЕВОМ СПЛАВЕ АМГ-6**

Ю. В. Батьков, С. А. Новиков, В. А. Синицын,
Ю. С. Соболев, А. В. Чернов

(Москва)

Исследование температурной зависимости прочностных характеристик конструкционных материалов при интенсивных ударных нагрузках, в том числе при взрывном нагружении, представляет в настоящее время большой практический интерес. Осуществление нагружения и проведение необходимых измерений в подобного рода экспериментах связано с определенными техническими трудностями. Поэтому число работ, посвященных этому вопросу, весьма ограничено. В [1, 2] представлены данные об упругопластических свойствах ряда металлов при нормальной и повышенных температурах, полученные при исследовании параметров упругих волн, возбуждаемых взрывом. В [3, 4] проведены исследования зависимости величины разрушающих напряжений при отколе в стали и меди от температуры образца. В данной работе исследовано влияние температуры образца на величину разрушающих напряжений при отколе в широко применяемом алюминиевом сплаве АМГ-6 в области температур от 0 до 550°C, т. е. практически до температуры начала плавления * сплава.

Исследуемые образцы вырезались из одной заготовки и представляли собой диски диаметром 70 мм, толщиной 10 мм с конической (под углом 45°) боковой поверхностью.

Испытание образцов проводилось на специальной установке, схема которой приведена на фиг. 1.

Нагрев образца 1 осуществлялся лучистым тепловым потоком от ленточного никромового нагревателя 2 мощностью 3 кВт (50A, 60B), смонтированного на термостойком экране. Температура образца контролировалась с помощью термопары 3 вплоть до момента нагружения образца. Время нагревания образца до температуры 550°C составляло ~20 мин. Неоднородность температуры по толщине образца в момент нагружения не превышала ~5°C. Нагретый образец с помощью тросика 4 дистанционно передвигался по направляющим 5 на специальной платформе 6 под нагруз-

* Плавление сплавов и твердых растворов характеризуется температурным интервалом плавления. Для сплава типа АМГ-6 температура начала плавления ~570°, температура конца плавления ~640°C [5].