

УДК 532.593

*И.Т. Селезов, Ю.Г. Кривonos*

**РАСПРЕДЕЛЕННОЕ УПРАВЛЕНИЕ  
ВОЛНОВЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ  
УПРУГОЙ ПЛАСТИНЫ  
В МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ**



**Введение**

Распределенное управление с помощью полей отличается от сильно развитого и традиционно применяемого дискретного управления. Особый интерес представляет проблема подавления гидроупругих и аэроупругих колебаний. В последние годы введение распределенного управления с обратными связями существенно расширилось. В этом направлении весьма перспективно применение управления с обратными связями с помощью электромагнитных (пондеромоторных) сил. Реализация такого распределенного управления возможна благодаря тому, что в уравнения магнитной гидродинамики входят массовые силы, связывающие гидродинамическое и электромагнитное поля [1–4].

В последнее время все больше применяются методы активного управления для улучшения различного рода гидродинамических и аэродинамических течений. Так, в [5] для уменьшения волнения ламинарного течения в канале применяется управление посредством выдува–всасывания. В [6] реализуется управление турбулентным следом при аэродинамическом обтекании удлиненного осесимметричного тела с тупым торцом введением высокочастотной периодической струи ниже точки отрыва, что существенно изменяет основное давление и таким образом улучшает обтекание. В [7] оптимизируется топографическое стратифицированное течение при обтекании донного выступа таким образом, чтобы уменьшить блокировку течения внизу перед обтекаемым выступом.

В данной работе рассматривается управление с обратными связями для подавления неустойчивости колебаний упругой пластины, обтекаемой сверху электропроводящим магнитогиродинамическим (МГД) течением и ограниченной снизу непроводящей средой. Система подвержена действию постоянного невозмущенного магнитного поля. Управление реализуется посредством возмущенного магнитного поля, которое удовлетворяет тем же уравнениям, что и объект управления. Это находится в соответствии с принципом Эшби [8]. Увеличение коэффициента обратной связи повышает устойчивость системы, так что критическое число Маха  $M_{cr}$  существенно возрастает.

### Общая постановка задачи

В настоящей статье исследуется управление с обратными связями для подавления неустойчивости колебаний упругой пластины в МГД-потоке. Рассматривается упругая пластина толщиной  $2\delta$  со срединной плоскостью  $x_2 = 0$ , обтекаемая от начала  $x_2 \geq \delta/2$  электропроводным потоком с невозмущенной скоростью  $V = (V_{01}, 0, 0)$  при наличии однородного постоянного горизонтального магнитного поля  $H = (0, 0, H_{03})$ . Снизу пластина ограничена непроводящей средой  $x_2 \leq -\delta/2$ . Управление реализуется посредством магнитного поля  $h_c(x_1, x_2, t) = kw(x_1t) \times h_p(x_1, x_2, t)$ , которое должно удовлетворять тем же уравнениям, что и объект ( $h_p$  — магнитное поле объекта,  $w$  — отклонение пластины,  $k$  — коэффициент управления с обратными связями).

Математическая постановка включает основные уравнения (в безразмерной форме) для МГД-потока в верхней области  $x_2 > 0$

$$\begin{aligned} \rho \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \right) &= -\nabla p + P_H \vec{J} \times \vec{H}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0, \quad \frac{dp}{d\rho} = c_0^2, \\ \nabla \times \vec{H} &= \vec{J}, \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \vec{D} = \rho_e, \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0, \\ \vec{D} &= \varepsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}, \quad \vec{J} = R_m (\vec{E} + \nabla \times \vec{H}). \end{aligned} \quad (1)$$

Условия сопряжения на поверхности раздела  $x_2 = 0$  (срединной плоскости) между областями 1 ( $x_3 > 0$ ) и 2 ( $x_3 < 0$ )

$$\begin{aligned} \vec{n} \cdot \left( \frac{\mu^1}{\mu^2} \vec{H}^1 - \vec{H}^2 \right) &= 0, \quad \vec{n} \times (\vec{H}^1 - \vec{H}^2) = 0, \quad \vec{n} \cdot \left( \frac{\mu^1}{\mu^2} \vec{E}^1 - \vec{E}^2 \right) = 0, \quad \vec{n} \times (\vec{E}^1 - \vec{E}^2) = 0, \\ \vec{n} (\vec{V}^1 - \vec{V}^2) &= 0, \quad [(\sigma_{ik}^1 + T_{ik}^1) - (\sigma_{ik}^2 + T_{ik}^2)] n_i = 0, \quad i, k = 1, 2, 3, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $P_H = \mu H_0^2 / \rho_q c_q^2$  — магнитное давление,  $R_m = lc_q \mu \sigma < 1$  — магнитное число Рейнольдса,  $\sigma$  — электропроводность. Условия сопряжения удовлетворяются на срединной поверхности  $x_2 = 0$ , а не при  $x_2 = \pm \delta/2$  с точностью до малых величин более высокого порядка. В дальнейшем предполагается отсутствие электрических зарядов  $\rho_e = 0$ . Начальные условия не входят в данную задачу.

Распределенное управляющее поле должно удовлетворять системе уравнений, аналогичной (1), (2), но с индексом  $c$  (control).

### Постановка линеаризованной задачи

Искомые функции представлены в покое, а возмущенные величины предполагаются малыми по сравнению с невозмущенными, что позволяет линеаризовать систему уравнений и применить улучшенное приближение слабой электропроводности.

В невозмущенном состоянии упругая панель толщиной  $2\delta$  ориентирована в прямоугольной декартовой системе координат  $(x_1, x_2, x_3)$  так, что срединная поверхность совпадает с плоскостью  $x_2 = 0$ , а панель разделяет магнитогидро-

динамический поток ( $x_2 > \delta$ ) и непроводящую среду ( $x_2 < -\delta$ ). В дальнейшем поперечные колебания упругой пластины в области  $-\delta \leq x_2 \leq \delta$  описываются приближенным уравнением относительно функции  $w(x_1, x_3, t)$ , определенной на срединной поверхности  $x_2 = 0$ , и линеаризованные граничные значения также снесены на плоскость  $x_2 = 0$ . Предполагается, что материал панели — диэлектрик, и поэтому можно не учитывать электромагнитные эффекты в ней. Магнитные проницаемости примыкающих сред принимаются равными между собой:  $\mu_p = \mu$ , невозмущенные давления также равны:  $p_{p0} = p_0$ . Вся система подвержена действию невозмущенного магнитного поля  $(0, 0, H_{03})$ , и поток характеризуется невозмущенной скоростью  $(V_{01}, 0, 0)$ , проводимостью  $\sigma_p$ , энтропическим состоянием.

Всюду в дальнейшем вводятся безразмерные величины, причем в качестве характерных приняты  $2\delta, c_s, \rho_s$  и  $H_{03}$ . Искомые функции представляются в виде сумм невозмущенных и малых возмущенных величин  $\vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{v} + \vec{v}_c$ ,  $\bar{\rho} = \rho_0 + \rho + \rho_c$ ,  $\bar{p} = p_0 + p + p_c$ ,  $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h} + \vec{h}_c$ , где  $\vec{h}_c$  — управляющее поле, которое в общем случае следует рассматривать как отображение, реализуемое множеством операторов управления, удовлетворяющего каким-либо задаваемым требованиям. Эти операторы могут быть нелинейными. Оператор управления ставит в соответствие полю объекта некоторое управляющее поле для улучшения свойств этого объекта.

Для плоской задачи  $\frac{\partial}{\partial x_3}() \equiv 0$  в случае слабой проводимости из (1) получаем

систему линеаризованных уравнений для поля объекта управления в области  $x_2 > 0$ :

$$\begin{aligned} \rho_0 \left( \frac{\partial}{\partial t} + V_{01} \frac{\partial}{\partial x_1} \right) v_{p1} &= -c_0^2 \frac{\partial p_p}{\partial x_1} - P_{Hp} R_{mp} v_{p1}, \\ \rho_0 \left( \frac{\partial}{\partial t} + V_{01} \frac{\partial}{\partial x_1} \right) v_{p2} &= -c_0^2 \frac{\partial p_p}{\partial x_2} - P_{Hp} R_{mp} v_{p2}, \quad \rho_0 \left( \frac{\partial}{\partial t} + V_{01} \frac{\partial}{\partial x_1} \right) v_{p3} = 0 \quad (3) \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} + V_{01} \frac{\partial}{\partial x_1} \right) \rho_p + \rho_0 \left( \frac{\partial v_{p1}}{\partial x_1} + \frac{\partial v_{p2}}{\partial x_2} \right) &= 0, \\ \frac{\partial h_{p3}}{\partial x_2} = v_{p2}, \quad \frac{\partial h_{p3}}{\partial x_1} = v_{p1}, \quad \frac{\partial h_{p2}}{\partial x_1} - \frac{\partial h_{p1}}{\partial x_2} = 0, \quad \frac{\partial h_{p1}}{\partial x_1} + \frac{\partial h_{p2}}{\partial x_2} &= 0. \end{aligned}$$

В области  $x_2 < 0$  имеем

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} - \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \bar{h} = 0. \quad (4)$$

Уравнение изгибных колебаний панели относительно поперечного отклонения  $w$  имеет вид [9]

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + a_1 \frac{\partial^4}{\partial x_1^4} - a_2 \frac{\partial^4}{\partial t^2 \partial x_1^2} + a_3 \frac{\partial^4}{\partial t^4} \right) w = \left( 1 - d_1 \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + d_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) q. \quad (5)$$

Для управляющего поля подразумевается такая же система, как (3) и (4), но с индексом  $c$ .

Условия сопряжения на срединной поверхности  $x_2 = 0$  (кроме тождественных) запишем так:

$$q = -c_0^2(\rho_p + \rho_c) - \frac{1}{2}(P_{Hp} - P_H) - [P_{Hp}R_{mp}(h_{p3} + h_{pc3}) - P_H(h_3 + h_{c3})],$$

$$v_{p2} + v_{pc2} = \left( \frac{\partial}{\partial t} + v_{01} \frac{\partial}{\partial x_1} \right) w, \quad (6)$$

$$P_{Hp}R_{mp}(h_{p2} + h_{pc2}) = P_H(h_2 + h_{c2}), \quad R_{mp}(h_{p3} + h_{pc3}) = h_3 + h_{c3}.$$

В случае  $\mu = \mu_p$  имеем  $P_H = P_{Hp}$ , и условия (6) упрощаются.

В каждой из полуограниченных сред удовлетворяются также условия излучения и ограниченности Зоммерфельда.

Система уравнений (3)–(5) описывает объект управления. Необходимо отметить, что в любом случае управляющее поле должно удовлетворять таким же уравнениям, как (3)–(5). Очевидно, что условия сопряжения (6) должны выполняться для суммарных полей.

Ограничимся линейным управлением с идеализированной обратной связью:

$$\bar{h}_c(x_1, x_2, t) = \bar{k}(x_2)w(x_1, t). \quad (7)$$

Коэффициент  $\bar{k}$  характеризует весь канал управления: от получения необходимой информации на выходе объекта управления (замер величины, пропорциональной  $w$ ) до ввода соответствующим образом переработанной информации на вход в устройство, реализующее управляющее поле.

Из уравнений (3)–(6) видно, что при действии магнитного поля  $(0, 0, H_{03})$  в пределах применяемой приближенной модели магнитной гидродинамики наибольшее влияние имеет компонента  $h_3$ , а остальные компоненты оказываются величинами более высокого порядка малости.

### Условия устойчивости и управляемости

Исследуем распространение бегущих волн вида

$$f(x_1, x_2, t) = F(x_2) \exp[i(\omega t) + \alpha x_1]. \quad (8)$$

Подстановка выражений (8) в уравнения и условия сопряжения приводят к задаче на собственные значения.

Из системы (3) в области  $x_2 > 0$  получаем

$$i\Omega\rho_0V_{p1} = \frac{c_0^2\rho_0\alpha}{\Omega} \left( i\alpha V_{p1} + \frac{dV_{p2}}{dx_2} \right) - P_{Hp}R_{mp}V_{p1},$$

$$i\Omega\rho_0V_{p2} = \frac{c_0^2\rho_0}{i\Omega} \left( i\alpha \frac{dV_{p1}}{dx_2} + \frac{d^2V_{p2}}{dx_2^2} \right) - P_{Hp}R_{mp}V_{p2}, \quad (9)$$

$$R_p = -\frac{\rho_0}{i\Omega} \left( i\alpha V_{p1} + \frac{dV_{p2}}{dx_2} \right), \quad \frac{dH_{p3}}{dx_2} = V_{p2}, \quad i\alpha H_{p3} = V_{p1}, \quad (10)$$

$$i\alpha H_{p2} - \frac{dH_{p1}}{dx_2} = 0, \quad i\alpha H_{p1} + \frac{dH_{p2}}{dx_2} = 0, \quad \Omega = \omega + \alpha V_{01}. \quad (11)$$

В области  $x_2 < 0$  имеем

$$\left( \frac{d^2}{dx_2^2} - \xi^2 \right) \bar{H} = 0, \quad \xi^2 = \alpha^2 - \frac{\omega^2}{c_1^2}. \quad (12)$$

Для управляющего поля подразумевается система уравнений типа (9)–(12) с индексом  $c$  и вытекающее из (7) уравнение

$$H_{c3}(x_2) = k_3(x_2)W. \quad (13)$$

При  $x_2 = 0$  из условий (6) получаем

$$(-\omega^2 + a_1\alpha^4 - a_2\omega^2\alpha^2 + a_3\omega^4)W = (1 + d_1\alpha^2 - d_2\omega^2)Q,$$

$$Q = -c_0^2(R_p + R_{pc}) - P_{Hp}R_{mp}(H_{p3} + H_{pc3}) + P_H(H_3 + H_{c3}), \quad (14)$$

$$V_{p2} + V_{pc2} = i\Omega W, \quad R_{mp}(H_{p2} + H_{pc2}) = H_2 + H_{c2}, \quad R_{mp} = (H_{p3} + H_{pc3}) = H_3 + H_{c3}.$$

Решения системы (9), (10), удовлетворяющие условиям излучения и ограниченности на бесконечности, имеют вид

$$V_{p2} = C_1 e^{-i\eta x_2}, \quad V_{p1} = -i\eta b_1 C_1 e^{-i\eta x_2}, \quad (15)$$

$$R_p = \frac{\rho_0 \eta}{\Omega} (1 + i\alpha b_1) C_1 e^{-i\eta x_2}, \quad \text{Re } \eta > 0, \quad \text{Im } \eta < 0,$$

где

$$b_1 = \frac{c_0^2 \alpha [P_{Hp} R_{mp} \Omega / \rho_0 - i(\Omega^2 - c_0^2 \alpha^2)]}{(\Omega^2 - c_0^2 \alpha^2)^2 + (P_{Hp} R_{mp} \Omega / \rho_0)^2},$$

$$\eta^2 = \frac{[\Omega^2(1 - \alpha \text{Im } b_1) - P_{Hp} R_{mp} \alpha \frac{\Omega}{\rho_0} \text{Re } b_1] - i[\alpha \Omega^2 \text{Re } b_1 + P_{Hp} R_{mp} \frac{\Omega}{\rho_0} (1 - \alpha \text{Im } b_1)]}{c_0^2 [(1 - \alpha \text{Im } b_1)^2 + \alpha^2 (\text{Re } b_1)^2]}.$$

Для управляющего поля из уравнений типа (10) получаем частное решение

$$R_{pc} = i \frac{\rho_0}{\Omega} \left( -\alpha^2 H_{pc3} + \frac{d^2 H_{pc3}}{dx_2^2} \right). \quad (16)$$

Из условий сопряжения (14), решений (15), (16) и соотношения (13) вытекает следующее уравнение:

$$\frac{\Omega}{\rho_0 c_0^2} \frac{-\omega^2 + a_1 \alpha^4 - a_2 \omega^2 \alpha^2 + a_3 \omega^4}{1 + d_1 \alpha^2 - d_2 \omega^2} + \eta (1 + i\alpha b_1) \left( i\Omega - \frac{dk_3}{dx_2} \right) + i \left( -\alpha^2 k_3 + \frac{d^2 k_3}{dx_2^2} \right) = 0. \quad (17)$$

В решении (8)  $\alpha = \pm n\pi/l$ , и можно принять  $\text{Re } \omega > 0$ . Тогда знак плюс соответствует бегущим волнам против потока, знак минус — по потоку. Устойчивым движениям в комплексной плоскости  $\omega$  соответствует первый квадрант  $\text{Re } \omega > 0$ ,  $\text{Im } \omega > 0$ . Действительная ось — граница неустойчивости, поэтому для определения критических значений исследуем выход на действительную ось  $\text{Re} = \lambda$ .

Отделяя действительную и мнимую части в уравнении (17) в случае действительных  $k_3$  получаем уравнения для определения критических частот и критических скоростей:

$$\begin{aligned} & \frac{\Omega}{\rho_0 c_0^2} \frac{-\lambda^2 + a_1 \alpha^4 - a_2 \lambda^2 \alpha^2 + a_3 \lambda^4}{1 + d_1 \alpha^2 - d_2 \lambda^2} - \text{Re } \eta \left[ (1 - \alpha \text{Im } b_1) \frac{dk_3}{dx_2} + \alpha \Omega \text{Re } b_1 \right] - \\ & - \text{Im } \eta \left[ \Omega (1 - \alpha \text{Im } b_1) - \alpha \text{Re } b_1 \frac{dk_3}{dx_2} \right] = 0, \\ & - \text{Im } \eta \left[ (1 - \alpha \text{Im } b_1) \frac{dk_3}{dx_2} + \alpha \Omega \text{Re } b_1 \right] + \\ & + \text{Re } \eta \left[ \Omega (1 - \alpha \text{Im } b_1) - \alpha \text{Re } b_1 \frac{dk_3}{dx_2} \right] - \alpha^2 k_3 + \frac{d^2 k_3}{dx_2^2} = 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Уравнения (18) нетрансцендентные, поэтому имеют конечное число корней, которые аналитически не определяются. Предположим, что существуют такие значения  $k_3$  и  $dk_3/dx_2$ ,  $d^2 k_3/dx_2^2$ , при которых улучшается устойчивость системы. Ниже докажем это при некоторых ограничениях.

Пусть распределенное управление реализуется в классе функций, для которых  $k_3' = k_3'' = 0$  при  $x_2 = 0$ . Тогда уравнения (18) принимают вид

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\rho_0 c_0^2} \frac{-\lambda^2 + a_1 \alpha^4 - a_2 \lambda^2 \alpha^2 + a_3 \lambda^4}{1 + d_1 \alpha^2 - d_2 \lambda^2} - [\alpha \text{Re } \eta \text{Re } b_1 + (1 - \alpha \text{Im } b_1) \text{Im } \eta] = 0, \\ & k_3 = \frac{\Omega}{\alpha^2} [-\alpha \text{Im } \eta \text{Re } b_1 + (1 - \alpha \text{Im } b_1) \text{Re } \eta]. \end{aligned} \quad (19)$$

Кроме того, предположим, что значение  $P_H R_{mp} < 1$ . В этом случае  $b_1$  и  $\eta$  можно разложить в ряды по малому параметру  $PR$  (здесь и далее индексы опускаем) и ограничиться первым приближением:

$$\begin{aligned} \text{Re } b_1 & \cong \frac{c_0^2}{\rho_0} \frac{\alpha \Omega}{(c_0^2 \alpha^2 - \Omega^2)^2} PR, \quad \text{Im } b_1 \cong \frac{c_0^2 \alpha^2}{c_0^2 \alpha^2 - \Omega^2}, \quad \text{Re } \eta \cong \frac{1}{2\rho_0 c_0} \frac{\Omega}{\sqrt{c_0^2 \alpha^2 - \Omega^2}} PR, \\ \text{Im } \eta & \cong -c_0^{-1} \sqrt{c_0^2 \alpha^2 - \Omega^2}. \end{aligned} \quad (20)$$

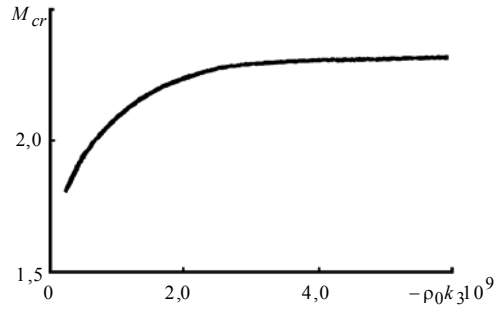
Подставляя (20) в (19) и переходя от круговой частоты  $\lambda$  и волнового числа  $\alpha$  к фазовой скорости  $c$  и длине волны  $l$ , после ряда преобразований получаем приближенные условия устойчивости:

$$\begin{aligned} & \pm M = \pm \sqrt{-E^2/2 + \sqrt{(E^2/2)^2 + E^2}} - c/c_0, \\ & \rho_0 k_3 = \frac{l}{2\pi} \left( \frac{c}{c_0} \pm M \right)^2 \frac{1 - 0,5(c/c_0 \mp M)^2}{[1 - (c/c_0 \pm M)^2]^{1,5}} PR, \quad \left| \frac{c}{c_0} \pm M \right| < 1. \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь

$$E = \frac{1}{\rho_0} \frac{2\pi}{l} \times \frac{-c_0^{-2}(c/c_0)^2(l/2\pi)^2 + c_0^{-4}a_1 - c_0^{-2}a_2(c/c_0)^2 + a_3(c/c_0)^4}{c_0^{-2}(l/2\pi)^2 + c_0^{-2}d_1 - d_2(c/c_0)^2}.$$

Верхний знак соответствует бегущим волнам против потока, нижний — по потоку.



Из уравнений (21) видно, что при отсутствии магнитного поля ( $PR = 0$ ) нет и распределенного управления ( $k_3 = 0$ ).

Система уравнений (21) легко решается. Задавая  $c/c_0$ , определяем  $M$ , а затем  $k_3$ .

На рисунке построено решение для волн по потоку при следующих параметрах:  $l = 20$ ;  $\rho_0 = 0,5 \cdot 10^{-8}$ ;

$c_0 = 0,11$ ;  $PR = 1,5 \cdot 10^{-3}$ ;  $PR = 1,5 \cdot 10^{-3}$ ;  $a_1 = 0,222$ ;  $a_2 = 0,389$ ;  $a_3 = 0,139$ ;  $d_1 = 0,292$ ;  $d_2 = 0,125$ . Увеличение модуля коэффициента обратной связи  $|k_3|$  повышает устойчивость системы:  $M_{cr}$  существенно возрастает.

#### Заключение

Рассматривается управление с обратной связью для подавления неустойчивых колебаний упругой пластины в МГД-течении. Исследуется бесконечная упругая панель, которая, с одной стороны, обтекается магнитогидродинамическим потоком, а с другой, ограничена покоящейся в невозмущенном состоянии непроводящей средой. При определенной (критической) скорости потока в системе возбуждаются неустойчивые бегущие волны. Показано, что введением управляющего магнитного поля можно улучшить устойчивость системы, т.е. повысить критическую скорость. Выведены и проанализированы условия устойчивости и управляемости. Показано для конкретных параметров, что критическое число Маха  $M_{cr}$  возрастает с увеличением коэффициента управления с обратными связями  $k$  (около 50 %).

*І.Т. Селезов, Ю.Г. Кривонос*

#### РОЗПОДІЛЕНЕ КЕРУВАННЯ ХВИЛЬОВИМИ КОЛИВАННЯМИ ПРУЖНОЇ ПЛАСТИНИ В МАГНІТОГІДРОДИНАМІЧНОМУ ПОТОЦІ

Розглянуто розподілене (польове) керування зі зворотними зв'язками для заглушення нестійкості коливань пружної пластины, обтічної зверху електропровідною МГД-течією та обмеженою знизу непровідним середовищем. Система підвладна дії постійного незбуреного магнітного поля. Керування як засіб активної зміни властивостей об'єкта реалізується за допомогою збуреного магнітного поля, яке задовольняє тим же рівнянням, що і об'єкт керування. Збільшення коефіцієнта зворотного зв'язку збільшує стійкість системи, так що критичне число Маха  $M_{cr}$  суттєво збільшується.

*I.T. Selezov, Iu. G. Kryvonos*

## DISTRIBUTED CONTROL OF WAVE VIBRATIONS OF ELASTIC PLATE IN MAGNETOHYDRODYNAMIC STREAM

Distributed control with feedback is considered for suppression of instability of elastic plate vibrations streamlined from above by electrically conducting MHD-flow and confined below by nonconducting media. The system is under the action of a constant undisturbed magnetic field. The control as a means of active changing properties of object is realized by means of disturbed magnetic field which satisfies the same equations as a controlled object. Increasing feedback coefficient increases the system stability, so that the critical Mach number  $M_{cr}$  increases essentially.

1. *Selezov I.* Effect of the electric field on wave motion in a thin suspension layer flowing over an inclined plane // *J. Intelligent Material Systems and Structures*. — 1996. — 7, N 5. — P. 507–510.
2. *Hinze M.* Control of weakly conductive fluids by near wall Lorentz force // *GAMM Mitteilungen*. — 2007. — 30, N 1. — P. 149–158.
3. *Sebastijanovic N., Ma T., Jung H.T.Y.* Panel flutter detection and control using eigenvector orientation and piezoelectric layers // *IAAA Journal*. — 2007. — 45, N 1. — P. 118–127.
4. *Selezov I. T., Kryvonos Yu.G.* On mathematical modeling of interaction of electromagnetic field with biological systems // *Journal of Automation and Information Sciences*. — 2013. — 45, N 7. — P. 4–13.
5. *Juillet F., McKeon B. J., Schmid P. J.* Experimental control of natural perturbations in channel flow // *J. Fluid Mech.* — 2014. — 752. — P. 296–309.
6. *Oxlade A.R., Morrison J.F., Qubain A., Rigas G.* High-frequency forcing of a turbulent axisymmetric wake // *Ibid.* — 2015. — 770. — P. 305–318.
7. *Winters K. B., Armi L.* Topographic control of stratified flows: upstream jets, blocking and isolating layers // *Ibid.* — 2014. — 753. — P. 80–103.
8. *Ashby W. R.* An introduction to cybernetics. — London : Chapman & Hall, 1956. — 432 p.
9. *Selezov I. T.* On construction of the refined equations of vibration of elastic plates // *J. Math. Sci.* — 2014. — 203, N 1. — P. 123–138.

*Получено 02.12.2015*