



3. *Зубов В.И.* Проблема устойчивости процессов управления. Л.: Судостроение, 1980. 375 с.
4. *Пуш Н., Абетс Р., Лалуа М.* Прямой метод Ляпунова в теории устойчивости. М.: Мир, 1980. 301 с.
5. *Artstein Z.* Topological dynamics of an ordinary equations // *J. Differ. Equat.* 1977. V. 23. P. 216–223.
6. *Андреев А.С.* Об асимптотической устойчивости и неустойчивости нулевого решения неавтономной си-

- стемы // *ПММ.* 1984. Т. 48, вып. 2. С. 225–232.
7. *Смирнов Е.Я., Павликов И.Ю., Щербаков П.П., Юрков А.В.* Управление движением механических систем. Л.: Изд-во ЛГУ, 1985. 347 с.
8. *Bezglasnyi S.P.* The stabilization of program motions of controlled nonlinear mechanical systems // *Korean J. Comput. and Appl. Math.* 2004. V. 14, № 1–2. P. 251–266.

УДК 531.38, 575

ПОСТРОЕНИЕ ОСНОВНЫХ СООТНОШЕНИЙ ОДНОМЕРНОЙ МИКРОПОЛЯРНОЙ ТЕОРИИ УПРУГИХ СТЕРЖНЕЙ

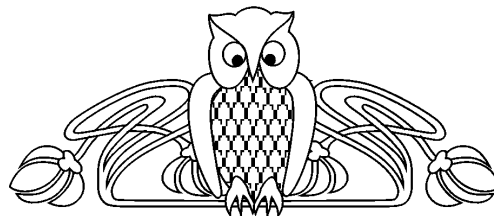
А.А. Илюхин, Д.В. Тимошенко

Таганрогский государственный педагогический институт,
кафедра математического анализа,
E-mail: stab@tgpi.org.ru, dmitrytim@yandex.ru

Осуществлена редукция от трёхмерной задачи несимметричной теории упругости к одномерной посредством расщепления трёхмерной задачи на совокупность двумерной и одномерной задач. Указаны кинематические параметры, которые нужно привлечь, чтобы вместе с системой дифференциальных уравнений Кирхгофа получить замкнутую систему уравнений одномерной микрополярной теории стержней. Остальные геометрические величины найдены из определяющих их соотношений. Получены условия, которым должны удовлетворять коэффициенты в замыкающих соотношениях. Оценён вклад в эти соотношения, который привносит учёт моментных напряжений. Для одномерной теории указано общее решение при наличии жесткостной симметрии.

Ключевые слова: упругий стержень, несимметричная теория упругости, редукция, замыкающие соотношения, моментные напряжения.

Развитие механики сплошной среды тесно связано с появлением обобщенных математических моделей, рассматривающих частицу материала не как материальную точку, а как более сложный объект, наделенный дополнительными свойствами, описывающими микроструктуру материала. Классическая теория упругости описывает свойства тел, у которых между частицами действуют центральные силы. Эта теория не всеобъемлющая: она, в частности, не в состоянии корректно описать закономерности распространения коротких акустических волн, в особенности в жидких кристаллах, и (в некоторых случаях) законы пьезоэлектрических явлений, а также аномалии динамической упругости пластинок и тонких тел [1, 2]. В связи с этим в работах [1–5] была разработана теория упругости сплошных сред, учитывающая моментное (вращательное) взаимодействие частиц — моментная теория упругости. В значительной степени выдающимся этапом в развитии механики сплошной среды в данном направлении явилась работа братьев Коссера [3], в которой описана модель, впоследствии получившая название континуума Коссера, или микрополярной среды. В рамках этой модели каждая «микрочастица», образующая тело, представляет собой абсолютно твердое тело. Другими словами, учитывается не только изменение центров тяжести «микрочастиц», но и их ориентации. Поскольку частицы вещества представляют собой не точки, а пространственные образования, расположенные на расстояниях, сравнимых с их размерами, действие одной частицы на другую определяется целой системой сил и моментов. Известно, что даже система одних сил в общем случае не может быть сведена к одной лишь равнодействующей, необходимо введение ещё и результирующего момента [1].



The One-Dimensional Micropolar Theory of Elastic Rods Basic Parities Construction

A.A. Ilyukhin, D.V. Timoshenko

The reduction from a three-dimensional problem of the asymmetrical theory of elasticity to one-dimensional by means of splitting a three-dimensional problem on set of two-dimensional and one-dimensional problems is carried out. Kinematic parameters with which it is necessary to involve are specified that together with system Kirchoff differential equations to receive the closed system of the equations of the one-dimensional micropolar theory of cores. Other geometrical sizes are found from parities defining them. Conditions with which should satisfy factors in closing parities are received. The contribution to these parities which introduces the account moment pressure is estimated. For the one-dimensional theory the common decision at presence stiffness is specified to symmetry.

Key words: elastic rod, asymmetrical theory of elasticity, reduction, closing parities, moment pressures.



Тогда взаимодействие любых двух частиц, например A и B (рис. 1), необходимо воспроизводить с помощью двух нецентральных сил F_i^A и F_i^B (можно считать, что они приложены к центрам инерции частиц) и двух моментов M_i^A и M_i^B , для которых выполняются соотношения:

$$F_i^A + F_i^B = 0, \quad M_i^A + M_i^B + r_m^{AB} F_n^A e_{imn} = 0,$$

где r_m^{AB} — вектор, соединяющий центры инерции частиц, e_{imn} — компоненты тензора Леви – Чивита.

Таким образом, в рамках континуума Коссера учитывается вращательное взаимодействие частиц. Наряду с обычным полем напряжений в микрополярной среде присутствуют также и моментные напряжения.

Начиная с работы Э. и Ф. Коссера [3], опубликованной в 1909 г., механика микрополярной среды (континуума Коссера) получила значительное развитие в основополагающих работах Э.Л. Аэро и Е.В. Кувшиновского [1, 2], В.А. Пальмова [6], В.Т. Койтера [4], В. Новацкого [5, 7].

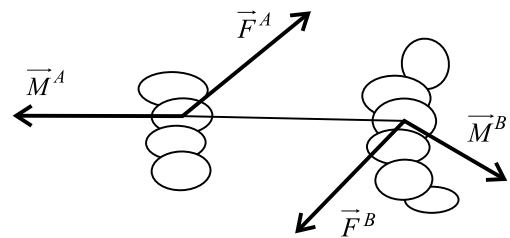


Рис. 1

Более общие модели сред, содержащие большее число степеней свободы (микроморфные среды или среды с микродеформацией), изучались В.Т. Койтером [4], Р.А. Тупиным [8], К. Эрингеном [9–11] и др.

Модель микрополярной среды (континуума Коссера) нашла значительные приложения в механике твердого тела и жидкости. Отметим здесь только некоторые приложения к моделированию гранулированных и сыпучих сред, поликристаллических тел, композитов, геоматериалов, а в последнее время также и в наномеханике [12].

В продолжение сказанного отметим, что экспериментальные исследования структуры и свойств органических молекул и кристаллов, а также практика химического синтеза свидетельствуют о том, что модель органической молекулы в виде системы частиц (атомов или групп атомов) с нецентральным взаимодействием является хорошим приближением к действительности [13]. В частности, в случае молекул ДНК в качестве таких составных частиц рассматривают четыре типа нуклеотидов, образующих двойную спираль.

Учитывая сказанное, участок молекулы в виде системы взаимосвязанных частиц можно представить следующим образом (рис. 2):

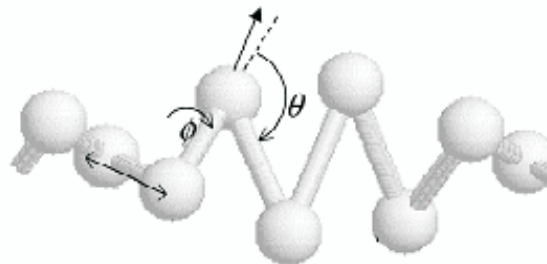


Рис. 2

Углы ϕ и θ , обозначенные на рисунке, характеризуют поворот частиц как вокруг своей оси, так и относительно водородных связей, соединяющих компоненты двойной спирали.

Построение одномерной механической модели, учитывающей моментные взаимодействия частиц среды, важно с точки зрения самой теории стержней поскольку появляется возможность анализа поведения известных общих и частных решений системы уравнений Кирхгофа и получения новых с учётом изменения взаимосвязей между силовыми и геометрическими характеристиками поведения стержня.

Данная работа посвящена построению микрополярной стержневой модели посредством редукции от трёхмерной моментной теории упругости к одномерной (теории стержней). При этом возникает задача обоснования осуществимости такой редукции и замкнутости основной системы уравнений полученной теории.



1. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

В дальнейшем предполагается, что латинские индексы принимают значения от 1 до 3, греческие — от 2 до 3, по повторяющимся латинским индексам подразумевается суммирование от 1 до 3, а по греческим — от 2 до 3.

Оператор Гамильтона в главных осях изгиба и кручения имеет следующее представление:

$$\nabla = \vec{\Xi}_1 \frac{1}{\sqrt{g}} (\tilde{\nabla}_1 + e_{1\alpha\beta} \omega_1 x_\beta \nabla_\alpha) + \vec{\Xi}_\alpha \nabla_\alpha, \quad (1)$$

где $\tilde{\nabla}_1 = \frac{\partial}{\partial s}$, $\nabla_\alpha = \frac{\partial}{\partial x_\alpha}$.

Предполагаем, что тело деформировано распределенной торцевой нагрузкой. С учетом представления (1) для оператора Гамильтона уравнения равновесия тела при отсутствии массовых сил имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{g}} (\tilde{\nabla}_1 \sigma_{1j} - e_{1\alpha\beta} \omega_1 x_\alpha \nabla_\beta \sigma_{1j} + \omega_s (e_{1si} \sigma_{ij} + e_{j sm} \sigma_{1m})) + \nabla_\alpha \sigma_{\alpha j} &= 0, \\ \frac{1}{\sqrt{g}} (\tilde{\nabla}_1 \mu_{1j} - e_{1\alpha\beta} \omega_1 x_\alpha \nabla_\beta \mu_{1j} + \omega_s (e_{1si} \mu_{ij} + e_{j sm} \mu_{1m})) + \nabla_\alpha \mu_{\alpha j} + e_{j nm} \sigma_{nm} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где μ_{ij} , σ_{ij} — компоненты несимметричных тензоров моментных и силовых напряжений, e_{ijk} — компоненты тензора Леви – Чивита в рассматриваемом базисе. Граничные условия на боковой поверхности тела представимы в виде [14]

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \sigma_{1j} \omega_1 e_{1\alpha\beta} n_\alpha x_\beta + n_\alpha \sigma_{\alpha j} = 0, \quad \frac{1}{\sqrt{g}} \mu_{1j} \omega_1 e_{1\alpha\beta} n_\alpha x_\beta + n_\alpha \mu_{\alpha j} = 0. \quad (3)$$

Тензоры деформации и кривизны в главных осях в диадном представлении имеют вид

$$\begin{aligned} \hat{\gamma} &= \frac{1}{\sqrt{g}} \vec{\Xi}_1 \otimes \vec{\Xi}_i \{ \tilde{\nabla}_1 u_i + e_{isp} \omega_s u_p - e_{1\alpha\beta} \omega_1 x_\alpha \nabla_\beta u_i \} + \vec{\Xi}_\alpha \otimes \vec{\Xi}_i \nabla_\alpha u_i + e_{mij} \theta_j \vec{\Xi}_i \otimes \vec{\Xi}_m, \\ \hat{\kappa} &= \frac{1}{\sqrt{g}} \vec{\Xi}_1 \otimes \vec{\Xi}_i \{ \tilde{\nabla}_1 \theta_i + e_{isp} \omega_s \theta_p - e_{1\alpha\beta} \omega_1 x_\alpha \nabla_\beta \theta_i \} + \vec{\Xi}_\alpha \otimes \vec{\Xi}_i \nabla_\alpha \theta_i, \end{aligned} \quad (4)$$

где θ_i — компоненты вектора поворота.

Условия Сандру [5], накладываемые на компоненты тензоров деформаций и кривизн, могут быть записаны как

$$\begin{aligned} \frac{e_{m1i}}{\sqrt{g}} (\tilde{\nabla}_1 \kappa_{ij} + \omega_s (\kappa_{pj} e_{isp} + \kappa_{ip} e_{jsp})) &= 0, \\ \frac{e_{m1i}}{\sqrt{g}} (\tilde{\nabla}_1 \gamma_{ij} + \omega_s (\gamma_{pj} e_{isp} + \gamma_{ip} e_{jsp})) - \kappa_{jm} + \delta_{mj} \kappa_{ii} &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где δ_{ij} — символ Кронекера.

Относительно свойств материала предполагаем, что тело является однородным, криволинейно-изотропным и связь между силовыми и геометрическими компонентами представима в виде [5]

$$\begin{aligned} i \neq j, \quad \sigma_{ij} &= \mu(\gamma_{ij} + \gamma_{ji}) + \alpha(\gamma_{ij} - \gamma_{ji}), \quad \mu_{ij} = \beta(\kappa_{ij} + \kappa_{ji}) + \nu(\kappa_{ij} - \kappa_{ji}), \\ i = j, \quad \sigma_{ij} &= 2\mu\gamma_{ij} + \lambda\gamma_{kk}, \quad \mu_{ij} = 2\beta\kappa_{ij} + \pi\kappa_{kk}, \end{aligned} \quad (6)$$

где константы β , λ , μ , π , ν определяют физические свойства материала.

2. ПОСТРОЕНИЕ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Пусть h — характерный размер поперечного сечения стержня, а l — длина кривой L или ее минимальный радиус кривизны. Введем параметр $\varepsilon = h/l$ (если минимальный радиус кривизны R_{\min} кривой L значительно меньше его длины, то $\varepsilon = h/R_{\min}$), который для рассматриваемого тела будем считать достаточно малым. Введем безразмерные величины следующим образом: $s = ls'$, $x_\alpha = hx'_\alpha$, $u_i = hu'_i$, $\omega_i = l\omega'_i$, $\kappa_{ij} = \kappa'_{ij}/h$.



В уравнениях (2)–(6) перейдем к безразмерным переменным (штрихи в дальнейшем опускаем для сокращения записи).

В [15] показано, что решение уравнений теории упругости может быть построено в виде асимптотических рядов по введенному малому параметру, а также определены порядки разложений для компонентов тензоров деформаций, напряжений и вектора перемещений. Выбирая в качестве основных переменных задачи компоненты тензоров силовых и моментных напряжений, в случае преимущественно изгибного характера деформаций получим следующие разложения:

$$\hat{\gamma} = \sum_{k=-2}^{\infty} \gamma_{ij}^{(k+2)} \varepsilon^k \bar{\mathcal{E}}_i \otimes \bar{\mathcal{E}}_j, \quad \hat{\kappa} = \sum_{k=-2}^{\infty} \kappa_{ij}^{(k+2)} \varepsilon^k \bar{\mathcal{E}}_i \otimes \bar{\mathcal{E}}_j, \quad \bar{u} = \sum_{k=-4}^{\infty} u_i^{(k+4)} \varepsilon^k \bar{\mathcal{E}}_i, \quad \bar{\theta} = \sum_{k=-4}^{\infty} \theta_i^{(k+4)} \varepsilon^k \bar{\mathcal{E}}_i.$$

3. АНАЛИЗ СООТНОШЕНИЙ НУЛЕВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

В случае нулевого приближения для коэффициентов разложения основных переменных задачи имеем следующую систему уравнений и граничных условий:

$$\nabla_{\alpha} \sigma_{\alpha j}^{(0)} = 0, \quad \nabla_{\alpha} \mu_{\alpha j}^{(0)} + e_{jik} \sigma_{ik}^{(0)} = 0, \quad (7)$$

$$n_{\alpha} \sigma_{\alpha i}^{(0)} = 0, \quad n_{\alpha} \mu_{\alpha i}^{(0)} = 0 \quad \text{на } \partial\Omega, \quad (8)$$

$$e_{m\alpha i} \nabla_{\alpha} \kappa_{ij}^{(0)} = 0, \quad e_{m\alpha i} \nabla_{\alpha} \gamma_{ij}^{(0)} - \kappa_{jm}^{(0)} + \delta_{mj} \kappa_{ii}^{(0)} = 0, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} i \neq j, \quad \sigma_{ij}^{(0)} &= \mu(\gamma_{ij}^{(0)} + \gamma_{ji}^{(0)}) + \alpha(\gamma_{ij}^{(0)} - \gamma_{ji}^{(0)}), \quad \mu_{ij}^{(0)} = \beta(\kappa_{il}^{(0)} + \kappa_{ji}^{(0)}) + \nu(\kappa_{ij}^{(0)} - \kappa_{ji}^{(0)}), \\ i = j, \quad \sigma_{ij}^{(0)} &= 2\mu\gamma_{ij}^{(0)} + \lambda\gamma_{kk}^{(0)}, \quad \mu_{ij}^{(0)} = 2\beta\kappa_{ij}^{(0)} + \pi\kappa_{kk}^{(0)}. \end{aligned} \quad (10)$$

В [15] показано, решение системы уравнений нулевого приближения должны удовлетворять дополнительным соотношениям, вытекающим из интегральных условий разрешимости задачи первого приближения. Используя уравнения и граничные условия для определения коэффициентов разложения тензоров моментных и силовых напряжений

$$\begin{aligned} \nabla_{\alpha} \sigma_{\alpha j}^{(1)} &= -\{\tilde{\nabla}_1 \sigma_{1j}^{(0)} - e_{1\alpha\beta} \omega_1 x_{\alpha} \nabla_{\beta} \sigma_{1j}^{(0)} + (e_{1si} \sigma_{ij}^{(0)} + e_{j sm} \sigma_{1m}^{(0)}) \omega_s\}, \\ \nabla_{\alpha} \mu_{\alpha j}^{(1)} + e_{j nm} \sigma_{nm}^{(1)} &= -\{\tilde{\nabla}_1 \mu_{1j}^{(0)} - e_{1\alpha\beta} \omega_1 x_{\alpha} \nabla_{\beta} \mu_{1j}^{(0)} + (e_{1si} \mu_{ij}^{(0)} + e_{j sm} \mu_{1m}^{(0)}) \omega_s\}, \\ n_{\alpha} \sigma_{\alpha j}^{(1)} &= -\sigma_{1j}^{(0)} \omega_1 e_{1\alpha\beta} n_{\alpha} x_{\beta}, \quad n_{\alpha} \mu_{\alpha j}^{(1)} = -\mu_{1j}^{(0)} \omega_1 e_{1\alpha\beta} n_{\alpha} x_{\beta} \end{aligned}$$

получим следующие дополнительные соотношения:

$$Q_{ij}^{(0)} = Q_{ji}^{(0)} = 0,$$

где

$$Q_{ij}^{(0)} = \int_{\Omega} \sigma_{ij}^{(0)} d\Omega. \quad (11)$$

Анализ выражений для компонентов тензоров деформаций и кривизн показал, что коэффициенты $u_i^{(0)}$, $u_i^{(1)}$, $\theta_i^{(0)}$, $\theta_i^{(1)}$ имеют следующее представление [15]:

$$u_i^{(0)} = \tilde{u}_i^{(0)}, \quad \theta_i^{(0)} = 0, \quad u_i^{(1)} = \tilde{u}_i^{(1)} + e_{ij\alpha} \tilde{\theta}_j^{(1)} x_{\alpha}, \quad \theta_i^{(1)} = \tilde{\theta}_i^{(1)},$$

в котором величины со знаком тильды зависят только от дуговой координаты s . С учетом соотношений (11) для коэффициентов $\gamma_{ij}^{(0)}$ и $\kappa_{ij}^{(0)}$ получим

$$\begin{aligned} \gamma_{11}^{(0)} &= \chi_1^{(1)} - x_2 \kappa_3^{(1)} + x_3 \kappa_2^{(1)}, \quad \gamma_{12}^{(0)} = \chi_2^{(1)} - x_3 \kappa_1^{(1)} - \theta_3^{(2)}, \quad \gamma_{13}^{(0)} = \chi_3^{(1)} + x_2 \kappa_1^{(1)} + \theta_2^{(2)}, \\ \kappa_{\alpha i}^{(0)} &= \nabla_{\alpha} \theta_i^{(2)}, \quad \gamma_{\alpha i}^{(0)} = \nabla_{\alpha} u_i^{(2)} - e_{\alpha ij} \theta_j^{(2)}, \quad \kappa_{1i}^{(0)} = \kappa_i^{(1)}, \end{aligned} \quad (12)$$

где введены следующие обозначения:

$$\kappa_i^{(1)} = \frac{d}{ds} \tilde{\theta}_i^{(1)} + e_{ijk} \omega_j \tilde{\theta}_k^{(1)}, \quad \chi_i^{(1)} = \frac{d}{ds} \tilde{u}_i^{(1)} + e_{ijk} \omega_j \tilde{u}_k^{(1)}.$$



Подставляя выражения (12) в (7)–(10), получим систему шести дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned}
 (\mu + \alpha)\tilde{\Delta}u_1^{(2)} + 2\alpha(\nabla_2\theta_3^{(2)} - \nabla_3\theta_2^{(2)}) &= 0, \\
 (\lambda + 2\mu)\nabla_2\nabla_2u_2^{(2)} + (\mu + \alpha)\nabla_3\nabla_3u_2^{(2)} + (\lambda + \mu - \alpha)\nabla_2\nabla_3u_3^{(2)} + 2\alpha\nabla_3\theta_1^{(2)} &= \lambda\kappa_3^{(1)}, \\
 (\lambda + 2\mu)\nabla_3\nabla_3u_3^{(2)} + (\mu + \alpha)\nabla_2\nabla_2u_3^{(2)} + (\lambda + \mu - \alpha)\nabla_2\nabla_3u_2^{(2)} - 2\alpha\nabla_2\theta_1^{(2)} &= -\lambda\kappa_2^{(1)}, \\
 (\beta + \nu)\tilde{\Delta}\theta_1^{(2)} - 4\alpha\theta_1^{(2)} + 2\alpha(\nabla_2u_3^{(2)} - \nabla_3u_2^{(2)}) &= 0, \\
 (\pi + 2\beta)\nabla_2\nabla_2\theta_2^{(2)} + (\beta + \nu)\nabla_3\nabla_3\theta_2^{(2)} + (\pi + \beta - \nu)\nabla_2\nabla_3\theta_3^{(2)} - 4\alpha\theta_2^{(2)} + 2\alpha\nabla_3u_1^{(2)} &= 2\alpha(\chi_3^{(1)} + x_2\kappa_1^{(1)}), \\
 (\pi + 2\beta)\nabla_3\nabla_3\theta_3^{(2)} + (\beta + \nu)\nabla_2\nabla_2\theta_3^{(2)} + (\pi + \beta - \nu)\nabla_2\nabla_3\theta_2^{(2)} - 4\alpha\theta_3^{(2)} - 2\alpha\nabla_2u_1^{(2)} &= -2\alpha(\chi_2^{(1)} - x_3\kappa_1^{(1)})
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

и граничных условий

$$\begin{aligned}
 (\mu + \alpha)\frac{\partial}{\partial n}u_1^{(2)} + 2\alpha e_{1\alpha\beta}n_\alpha\theta_\beta^{(2)} &= -(\mu - \alpha)\{n_\alpha\chi_\alpha^{(1)} + \kappa_1^{(1)}e_{1\alpha\beta}x_\alpha n_\beta\}, \\
 n_2\{(\lambda + 2\mu)\nabla_2u_2^{(2)} + \lambda\nabla_3u_3^{(2)}\} + n_3\{(\mu + \alpha)\nabla_3u_2^{(2)} + (\mu - \alpha)\nabla_2u_3^{(2)} + 2\alpha\theta_1^{(2)}\} &= -\lambda n_2(\chi_1^{(1)} + e_{1\alpha\beta}\kappa_\alpha^{(1)}x_\beta), \\
 n_3\{(\lambda + 2\mu)\nabla_3u_3^{(2)} + \lambda\nabla_2u_2^{(2)}\} + n_2\{(\mu + \alpha)\nabla_2u_3^{(2)} + (\mu - \alpha)\nabla_3u_2^{(2)} - 2\alpha\theta_1^{(2)}\} &= -\lambda n_3(\chi_1^{(1)} + e_{1\alpha\beta}\kappa_\alpha^{(1)}x_\beta), \\
 (\beta + \nu)\frac{\partial}{\partial n}\theta_1^{(2)} &= -(\beta - \nu)n_\alpha\kappa_\alpha^{(1)}, \\
 n_2\{(\pi + 2\beta)\nabla_2\theta_2^{(2)} + \pi\nabla_3\theta_3^{(2)}\} + n_3\{(\beta + \nu)\nabla_3\theta_2^{(2)} + (\beta - \nu)\nabla_2\theta_3^{(2)}\} &= -\pi n_2\kappa_1^{(1)}, \\
 n_3\{(\pi + 2\beta)\nabla_3\theta_3^{(2)} + \pi\nabla_2\theta_2^{(2)}\} + n_2\{(\beta + \nu)\nabla_2\theta_3^{(2)} + (\beta - \nu)\nabla_3\theta_2^{(2)}\} &= -\pi n_3\kappa_1^{(1)}
 \end{aligned}$$

для определения шести неизвестных функций $u_i^{(2)}, \theta_i^{(2)}$. Полученная система допускает представление решения в виде

$$\begin{aligned}
 u_2^{(2)} &= \tilde{u}_2^{(2)} - \frac{\lambda\chi_1^{(1)}}{2(\lambda + \mu)}x_2 - \tilde{\theta}_1^{(2)}x_3 + \frac{\kappa_3^{(1)}}{\beta + \nu}\left(\frac{\lambda\beta}{\lambda + 2\mu}x_2^2 + \frac{\beta - \nu}{2}x_3^2\right) + \frac{(\beta - \nu)}{\beta + \nu}\kappa_2^{(1)}x_2x_3 + \kappa_\alpha^{(1)}v_\alpha^{(2)}, \\
 u_3^{(2)} &= \tilde{u}_3^{(2)} - \frac{\lambda\chi_1^{(1)}}{2(\lambda + \mu)}x_3 + \tilde{\theta}_1^{(2)}x_2 - \frac{\kappa_2^{(1)}}{\beta + \nu}\left(\frac{\lambda\beta}{\lambda + 2\mu}x_3^2 + \frac{\beta - \nu}{2}x_2^2\right) - \frac{(\beta - \nu)}{\beta + \nu}\kappa_3^{(1)}x_2x_3 + \kappa_\alpha^{(1)}v_\alpha^{(3)}, \\
 u_1^{(2)} &= \tilde{u}_1^{(2)} - x_\alpha\chi_\alpha^{(1)} + k_1^{(1)}v_1^{(1)}, \\
 \theta_1^{(2)} &= \tilde{\theta}_1^{(2)} - \frac{\beta - \nu}{\beta + \nu}x_\alpha\kappa_\alpha^{(1)} + \kappa_\alpha^{(1)}\Theta_\alpha^{(3)}, \\
 \theta_2^{(2)} &= -\chi_3^{(1)} - \frac{\pi\kappa_1^{(1)}}{2(\pi + \beta)}x_2 + \kappa_1^{(1)}\Theta_1^{(2)}, \\
 \theta_3^{(2)} &= \chi_2^{(1)} - \frac{\pi\kappa_1^{(1)}}{2(\pi + \beta)}x_3 + \kappa_1^{(1)}\Theta_1^{(3)}.
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

В соотношениях (14) функции $v_i^{(j)}, \Theta_i^{(j)}$ являются функциями только точек поперечного сечения. Для нахождения этих функций допустим определённый произвол в силу неединственности решения задачи Сен-Венана. Уравнения для нахождения функций $v_i^{(j)}, \Theta_i^{(j)}$ можно получить следующим образом: запишем шесть дифференциальных уравнений равновесия для функций $v_i^{(j)}, \Theta_i^{(j)}$, используя соотношения (14). В полученных соотношениях приравняем к нулю коэффициенты при величинах $\kappa_i^{(1)}$, в результате получим уравнения для нахождения девяти неизвестных функций $v_i^{(j)}, \Theta_i^{(j)}$.

$$\begin{aligned}
 \frac{2\lambda\beta}{\beta + \nu} + (\lambda + 2\mu)\nabla_2^2\nu_3^{(2)} + (\mu + \alpha)\frac{\beta - \nu}{\beta + \nu} + (\mu + \alpha)\nabla_3^2\nu_3^{(2)} - (\lambda + \mu - \alpha)\frac{\beta - \nu}{\beta + \nu} + \\
 + (\lambda + \mu - \alpha)\nabla_2\nabla_3\nu_3^{(3)} - 2\alpha\frac{\beta - \nu}{\beta + \nu} + 2\alpha\nabla_3\Theta_3^{(3)} - \lambda = 0, \\
 (\lambda + 2\mu)\nabla_2^2\nu_2^{(2)} + (\mu + \alpha)\nabla_3^2\nu_2^{(2)} + (\lambda + \mu - \alpha)\nabla_2\nabla_3\nu_2^{(3)} + 2\alpha\nabla_3\Theta_2^{(3)} = 0,
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
 & (\mu + \alpha) \tilde{\Delta} \nu_1^{(1)} + 2\alpha \left(\nabla_2 \Theta_1^{(3)} + \nabla_3 \Theta_1^{(2)} \right) = 0, \\
 & -\frac{2\lambda\beta}{\beta + \nu} + (\lambda + 2\mu) \nabla_3^2 \nu_2^{(3)} - (\mu + \alpha) \frac{\beta - \nu}{\beta + \nu} + (\mu + \alpha) \nabla_2^2 \nu_2^{(3)} - (\lambda + \mu - \alpha) \frac{\beta - \nu}{\beta + \nu} + \\
 & + (\lambda + \mu - \alpha) \nabla_2 \nabla_3 \nu_2^{(2)} + 2\alpha \frac{\beta - \nu}{\beta + \nu} - 2\alpha \nabla_2 \Theta_2^{(3)} + \lambda = 0, \\
 & (\lambda + 2\mu) \nabla_3^2 \nu_3^{(3)} + (\mu + \alpha) \nabla_2^2 \nu_3^{(3)} + (\lambda + \mu - \alpha) \nabla_2 \nabla_3 \nu_3^{(2)} + 2\alpha \nabla_3 \Theta_3^{(3)} = 0, \\
 & (\beta + \nu) \tilde{\Delta} \Theta_2^{(3)} + 2\alpha \left(\nabla_2 \nu_2^{(3)} - \nabla_3 \nu_2^{(2)} - 2\Theta_2^{(3)} \right) = 0, \\
 & (\beta + \nu) \tilde{\Delta} \Theta_3^{(3)} + 2\alpha \left(\nabla_2 \nu_3^{(3)} - \nabla_3 \nu_3^{(2)} - 2\Theta_3^{(3)} \right) = 0, \tag{15}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & (\pi + 2\beta) \nabla_2^2 \Theta_1^{(2)} + (\beta + \nu) \nabla_3^2 \Theta_1^{(2)} + (\pi + \beta - \nu) \nabla_2 \nabla_3 \Theta_1^{(3)} + \left(2\alpha \frac{\pi}{\pi + \beta} - 1 \right) x_2 - 4\alpha \Theta_1^{(2)} + 2\alpha \nabla_3 \nu_1^{(1)} = 0, \\
 & (\pi + 2\beta) \nabla_3^2 \Theta_1^{(3)} + (\beta + \nu) \nabla_2^2 \Theta_1^{(3)} + (\pi + \beta - \nu) \nabla_2 \nabla_3 \Theta_1^{(2)} + \left(2\alpha \frac{\pi}{\pi + \beta} - 1 \right) x_3 - 4\alpha \Theta_1^{(3)} - 2\alpha \nabla_2 \nu_1^{(1)} = 0.
 \end{aligned}$$

Граничные условия для функций $v_i^{(j)}$, $\Theta_i^{(j)}$ имеют вид

$$\begin{aligned}
 & \lambda n_2 \nu_2^{(2)} + \lambda n_3 \nu_2^{(3)} = 0, \quad n_2 \nabla_2 \Theta_2^{(3)} - n_3 \nabla_3 \Theta_2^{(3)} = 0, \quad n_2 \nabla_2 \Theta_3^{(3)} + n_3 \nabla_3 \Theta_3^{(3)} = 0, \\
 & n_2 (\pi + 2\beta) \nabla_2 \Theta_1^{(2)} + n_3 (\beta + \nu) \nabla_3 \Theta_1^{(2)} = 0, \quad (\beta - \nu) n_2 \Theta_3^{(3)} - (\beta + \nu) n_3 \Theta_2^{(3)} = 0, \tag{16} \\
 & n_2 (\beta - \nu) \nabla_2 \Theta_1^{(3)} + n_3 \pi \nabla_3 \Theta_1^{(3)} = 0,
 \end{aligned}$$

Девять уравнений (15) являются независимыми, что указывает на расщепление трехмерной задачи на систему двумерных уравнений для нахождения функций точек поперечного сечения $v_i^{(j)}$, $\Theta_i^{(j)}$ и одномерных уравнений для нахождения функций дуговой координаты.

Полученные соотношения (10) и (14) позволяют определить силы и моменты, действующие в поперечном сечении стержня, которые задаются следующими соотношениями:

$$F_i = \int_{\Omega} \sigma_{1i} d\Omega, \quad M_i = \int_{\Omega} \{ e_{i\alpha k} \sigma_{1k} + \mu_{1i} \} d\Omega. \tag{17}$$

Используя формулы (17), получим следующие выражения для компонент M_i вектора-момента:

$$M_1 = B_1 \omega_1 + A_1 \omega_1, \quad M_2 = B_{22} \omega_2 + B_{23} \omega_3 + A_2 \omega_3, \quad M_3 = B_{31} \omega_2 + B_{33} \omega_3 + A_3 \omega_2, \tag{18}$$

где

$$\begin{aligned}
 B_1 &= \iint_{\Omega} \left(\mu x_2 \nabla_3 \nu_1^{(1)} + \mu x_2^2 - \frac{\alpha\pi}{\pi + \beta} x_2^2 + 2\alpha x_2 \Theta_1^{(2)} + \alpha x_2^2 - \alpha x_2 \nabla_3 \nu_1^{(1)} - \mu x_3 \nabla_2 \nu_1^{(1)} \right) d\Omega + \\
 &+ \iint_{\Omega} \left(\mu x_3^2 - \frac{\alpha\pi}{\pi + \beta} x_3^2 + 2\alpha x_3 \Theta_1^{(3)} + \alpha x_3 \nabla_2 \nu_1^{(1)} + \alpha x_3^2 \right) d\Omega, \\
 A_1 &= \iint_{\Omega} \left(\pi \nabla_2 \Theta_1^{(2)} + \pi \nabla_3 \Theta_1^{(3)} \right) d\Omega, \\
 B_{22} &= \iint_{\Omega} \left((2\mu + \lambda) x_3^2 + \lambda \frac{\beta - \nu}{\beta + \nu} x_3^2 + \lambda x_3 \nabla_2 \nu_2^{(2)} - \frac{2\lambda^2 \beta}{(\beta + \nu)(\lambda + 2\mu)} x_3^2 + \lambda x_3 \nabla_3 \nu_2^{(3)} \right) d\Omega, \\
 B_{23} &= \iint_{\Omega} \left(-(2\mu + \lambda) x_2 x_3 + \frac{2\lambda^2 \beta}{(\beta + \nu)(\lambda + 2\mu)} x_2 x_3 + \lambda \nabla_2 \nu_3^{(2)} - \lambda \frac{\beta - \nu}{\beta + \nu} x_2 x_3 + \lambda \nabla_3 \nu_3^{(3)} \right) d\Omega, \\
 A_2 &= \iint_{\Omega} (\beta - \nu) \nabla_2 \Theta_3^{(3)} d\Omega, \tag{19}
 \end{aligned}$$



$$B_{31} = \iint_{\Omega} x_2 \left(\lambda \nabla_2 \nu_2^{(2)} + \lambda \nabla_3 \nu_2^{(3)} \right) d\Omega,$$

$$B_{33} = \iint_{\Omega} \left((2\mu + \lambda) x_2^2 + \lambda \frac{\beta - \nu}{\beta + \nu} x_2^2 + \lambda x_2 \nabla_3 \nu_3^{(2)} - \frac{2\lambda^2 \beta}{(\beta + \nu)(\lambda + 2\mu)} x_2^2 - \lambda x_2 \nabla_3 \nu_3^{(2)} \right) d\Omega,$$

$$A_3 = \iint_{\Omega} (\beta + \nu) \nabla_3 \Theta_2^{(3)} d\Omega.$$

Коэффициенты A_i в соотношениях (19) характеризуют вклад моментных напряжений, возникающих между частицами в процессе деформации, в величину компонент вектора-момента.

Анализ выражения для коэффициента B_{23} показывает, что следующие интегралы обращаются в нуль как интегралы в главных осях инерции поперечного сечения

$$\iint_{\Omega} (-(2\mu + \lambda) x_2 x_3) d\Omega = 0, \quad \iint_{\Omega} \left(\frac{2\lambda^2 \beta}{(\beta + \nu)(\lambda + 2\mu)} x_2 x_3 \right) d\Omega = 0, \quad \iint_{\Omega} \left(\lambda \frac{\beta - \nu}{\beta + \nu} x_2 x_3 \right) d\Omega = 0.$$

Таким образом, выражение для коэффициента B_{23} принимает вид

$$B_{23} = \iint_{\Omega} \left(\lambda x_3 \nabla_2 \nu_3^{(2)} + \lambda x_3 \nabla_3 \nu_3^{(3)} \right) d\Omega.$$

Применим к последнему интегралу формулу Грина:

$$B_{23} = \iint_{\Omega} \left(\lambda x_3 \nabla_3 \nu_3^{(2)} + \lambda x_3 \nabla_3 \nu_3^{(3)} \right) d\Omega = \int_{\Gamma} \lambda \left(n_2 \nu_3^{(2)} + n_3 \nu_3^{(3)} \right) d\Gamma.$$

В последнем соотношении интеграл в правой части обращается в нуль в силу граничных условий (16). Таким образом, показано, что имеет место равенство

$$B_{23} = 0.$$

Аналогично, анализируя соотношение для коэффициента B_{31} , с учётом граничных условий (16) получим:

$$B_{31} = 0.$$

Таким образом, показано, что величины B_{23} и B_{31} в соотношениях (18) обращаются в нуль без каких-либо дополнительных ограничений на характер деформаций или свойства деформируемого объекта. Последнее означает, что учёт моментных напряжений не приводит к изменению структуры замыкающих соотношений системы уравнений Кирхгофа посредством появления величин, зависящих от силовых напряжений. Таким образом, при отсутствии моментных напряжений ($A_i = 0$) замыкающие соотношения (18) переходят в соотношения, соответствующие классической теории Кирхгофа.

Проанализируем величины A_i . Коэффициент A_1 является величиной неотрицательной, таким образом, учёт моментных напряжений приводит к увеличению сопротивления материала стержня деформации растяжения (увеличению суммарной жёсткости) и, как следствие, к увеличению растягивающего момента M_1 .

Рассмотрим выражения для коэффициентов A_2 и A_3 :

$$A_2 = \iint_{\Omega} (\beta - \nu) \nabla_2 \Theta_3^{(3)} d\Omega, \quad A_3 = \iint_{\Omega} (\beta + \nu) \nabla_3 \Theta_2^{(3)} d\Omega,$$

вычтем из A_2 величину A_3 , получим:

$$A_2 - A_3 = \iint_{\Omega} \left((\beta - \nu) \nabla_2 \Theta_3^{(3)} - (\beta + \nu) \nabla_3 \Theta_2^{(3)} \right) d\Omega.$$



В последнем равенстве воспользуемся формулой Грина:

$$A_2 - A_3 = \int_{\Gamma} \left((\beta - \nu) n_2 \Theta_3^{(3)} - (\beta + \nu) n_3 \Theta_2^{(3)} \right) d\Gamma, \quad (20)$$

где Γ — контур поперечного сечения. В силу граничных условий (16) подынтегральное выражение в (20) обращается в нуль, откуда следует, что

$$A_2 = A_3. \quad (21)$$

Соотношение (21) носит общий характер, поскольку получено без каких-либо дополнительных ограничений на систему уравнений (13) трёхмерной задачи.

Компоненты M_i вектора-момента, найденные по формулам (28), представляют собой замыкающие соотношения для системы уравнений Кирхгофа.

Соотношения (21) совместно с системой уравнений Кирхгофа представляют собой замкнутую систему, описывающую деформации стержня под действием концевых нагрузок с учётом моментных напряжений, возникающих в процессе деформации между частицами, из которых состоит материал стержня.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЩИХ СООТНОШЕНИЙ ОДНОМЕРНОЙ ТЕОРИИ

Система уравнений Кирхгофа сохраняет свой вид:

$$\begin{cases} \frac{dM_1}{ds} + \omega_2 M_3 - \omega_3 M_2 = 0, \\ \frac{dM_2}{ds} + \omega_3 M_1 - \omega_1 M_3 + P\gamma_3 = 0, \\ \frac{dM_3}{ds} + \omega_1 M_2 - \omega_2 M_1 - P\gamma_2 = 0, \end{cases} \quad \begin{cases} \frac{d\gamma_1}{ds} + \gamma_3 \omega_2 - \gamma_2 \omega_3 = 0, \\ \frac{d\gamma_2}{ds} + \gamma_1 \omega_3 - \gamma_3 \omega_1 = 0, \\ \frac{d\gamma_3}{ds} + \gamma_2 \omega_1 - \gamma_1 \omega_2 = 0, \end{cases} \quad (22)$$

а замыкающие соотношения с учётом проделанного анализа принимают вид

$$M_1 = \tilde{B}_1 \omega_1, \quad M_2 = B_2 \omega_2 + A \omega_3, \quad M_3 = B_3 \omega_3 + A \omega_2, \quad (23)$$

где $\tilde{B}_1 = B_1 + A_1$.

Система (22) без дополнительных ограничений на коэффициенты соотношений (23) допускает следующие три интеграла:

$$\begin{aligned} \gamma_1^2 + \gamma_2^2 + \gamma_3^2 &= 1, \\ M_1 \gamma_1 + M_2 \gamma_2 + M_3 \gamma_3 &= K, \end{aligned} \quad (24)$$

как видно, структура геометрического интеграла и интеграла площадей сохранилась, в то же время интеграл энергии имеет вид

$$B_1 \omega_1^2 + B_2 \omega_2^2 + B_3 \omega_3^2 + 2A \omega_2 \omega_3 - 2P \gamma_1 = 2H. \quad (25)$$

При дополнительном условии $B_2 = B_3$ система (22) допускает четвёртый интеграл, который следует из первого уравнения:

$$B_1 \omega_1^2 + 2A \omega_2 \omega_3 + 2 \frac{A}{B_2} P \gamma_1 = C.$$

Преобразовав интегралы (24) и (25) с помощью кинематических уравнений Эйлера, получим следующее уравнение для нахождения величины γ_1 :

$$n^2 \left(\frac{dv}{ds} \right)^2 = f(v) = (h + (a_2 + 1)v)(1 - v^2) - ((an(a - 1) - b)v + \beta)^2, \quad (26)$$

где введены обозначения:

$$\sqrt{B_2/2P} = n, \quad (2H - C)/2P = h, \quad a = \frac{A}{B_1}, \quad a_2 = \frac{A}{B_2}, \quad K/\sqrt{2PB_2} = \beta, \quad \gamma_1 = \cos \vartheta = v.$$



Так как левая часть уравнения (26) неотрицательна, то как и в предыдущих случаях, возникает необходимость определить те значения v , при которых выполнено условие $f(v) \geq 0$. В силу свойств системы дифференциальных уравнений (22) её решение определено при любых начальных значениях $\vartheta|_{s=0} = \vartheta_0$ (при этом необходимо иметь в виду соответствующие начальным значениям переменных значения безразмерных параметров). Поэтому можно считать выполненным неравенство $f(v_0) = f(\cos \vartheta_0) \geq 0, |v_0| \leq 1$. Заметим далее, что $f(-\infty) > 0, f(-1) \leq 0, f(1) \leq 0$. Отсюда следует, что уравнение $f(v) = 0$ имеет три действительных корня. Один корень принадлежит полуоси $v \leq -1$, а два других находятся в интервале $(-1; 1)$. При этом некоторые корни могут совпадать. Обозначим эти корни v_1, v_2, v_3 в соответствии с их расположением на числовой оси: $v_1 \leq -1 \leq v_2 \leq v_3 \leq 1$. Функция $f(v)$ будет принимать следующие значения:

$$f(v) > 0 \text{ для } v < v_1 \leq -1, \quad f(v) < 0 \text{ для } v_1 < v < v_2,$$

$$f(v) > 0 \text{ для } v_2 < v \leq v_3, \quad f(v) < 0 \text{ для } v > v_3.$$

Учитывая, что $v = \cos \vartheta$ не превосходит по абсолютной величине единицы, областью определения правой части дифференциального уравнения (26) следует считать отрезок $v_2 \leq v \leq v_3$.

Перепишем уравнение (26), воспользовавшись разложением полинома $f(v)$:

$$n^2 \left(\frac{dv}{ds} \right)^2 = (v_3 - v)(v - v_2)(v - v_1). \quad (27)$$

С целью определения зависимости $v = v(s)$ выполним ряд последовательных преобразований. После замены $v = v_3 - (v_3 - v_2)w^2$ уравнение (27) примет вид

$$\left(\frac{dw}{ds} \right)^2 = m^2 (1 - w^2) (1 - k^2 w^2), \quad (28)$$

где $m = \frac{1}{2b} \sqrt{v_3 - v_2}, k^2 = \frac{v_3 - v_2}{v_3 - v_1}$, причём интервал изменения переменной w фиксирован:

$$0 \leq w^2 \leq 1. \quad (29)$$

Обе величины в скобках в уравнении (28) положительны, когда w^2 изменяется в интервале (29), так как $k^2 < 1$.

Полагая $w = \sin x$, решение уравнения (28) представим в нормальной форме Лежандра:

$$m(s - s_1) = \int_0^x \frac{dx}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 x}}, \quad (30)$$

или в обозначениях Лежандра, $m(s - s_1) = F(k, x)$. С помощью функций Якоби равенство (30) представим в виде $w = \operatorname{sn} m(s - s_1)$. Окончательно получаем

$$v = v_3 - (v_3 - v_2) \operatorname{sn}^2 m(s - s_1).$$

Оставшиеся неизвестные величины системы (22) находятся при помощи кинематических уравнений Эйлера в виде квадратур от эллиптических функций. Таким образом, получено точное решение системы уравнений Кирхгофа в микрополярной теории тонкого стержня.

Библиографический список

1. Аэро Э.Л., Кувшинский Е.В. Основные уравнения теории упругости сред с вращательным взаимодействием частиц // ФТТ. 1960. Т. 2, № 7. С. 1399–1409.
2. Кувшинский Е.В., Аэро Э.Л. Континуальная теория асимметрической упругости // ФТТ. 1969. Т. 5, № 9. С. 2591–2598.
3. Cosserat E., Cosserat F. Théorie des corps deformables. Paris, 1909. vi+226 p. (Appendix, p. 953–1173 of Chwolson's Traite de Physique. 2nd ed., Paris).
4. Koiter W.T. Couple-stresses in the theory of elasticity. Pt. I–II // Proc. Koninkl. Neterland. Akad. Wetensh. 1964. V. B67, № 1. P. 17–44.
5. Новацкий В. Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.
6. Пальмов В.А. Основные уравнения теории несим-



- метричной упругости // ПММ. 1964. Т. 28, вып. 3. С. 401–408.
7. Nowacki W. Theory of Asymmetric Elasticity. Oxford, N.Y., Toronto et al: Pergamon-Press, 1986. 383 p.
8. Toupin R.A. Theories of elasticity with couple-stress // Arch. Ration. Mech. Anal. 1964. V. 17, № 2. P. 85–112.
9. Eringen A.C. Nonlocal polar field theories // Continuum Physics. V. 4. N.Y.: Academic Press, 1976. P. 205–268.
10. Eringen A.C. Microcontinuum Field Theories. I. Foundations and Solids. Berlin, Heidelberg, N.Y. et al: Springer-Verlag. 1999. 325 p.
11. Eringen A.C. Microcontinuum Field Theories. II. Fluent Media. Berlin, Heidelberg, N.Y. et al: Springer-Verlag. 2001. 342 p.
12. Иванова Е.А. и др. Учет моментного взаимодействия при расчете изгибной жесткости наноструктур // Докл. РАН. 2003. Т. 391, № 6. С. 764–768.
13. Китайгородский А.И. Невалентные взаимодействия атомов в органических кристаллах и молекулах // УФН. 1979. Т. 127, вып. 3. С. 391–419.
14. Лурье А.И. Нелинейная теория упругости. М.: Наука, 1980. 920 с.
15. Илюхин А.А., Шенин Н.Н. К моментной теории упругих стержней // Изв. вузов. Северо-Кавказский регион. Естественные науки. 2001. Спецвыпуск. С. 92–94.

УДК 001.89+001.92:37+004.738.5

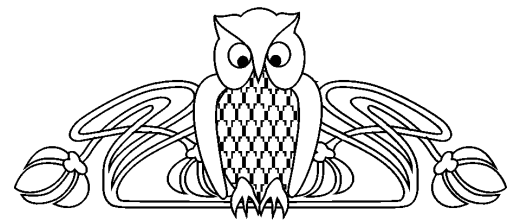
ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУБЛИКАЦИИ И НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЕ РЕСУРСЫ ИНТЕРНЕТА

А.Д. Полянин, А.И. Журов

Институт проблем механики РАН
E-mail: polyanin@ipmnet.ru

В статье описаны основные направления и тенденции развития электронных публикаций в России и за рубежом. Показано, почему авторам полезно размещать свои статьи и книги в Интернете. Даны адреса и краткое описание наиболее крупных физико-математических ресурсов Интернета. Сформулировано, что надо делать для развития научных электронных ресурсов России.

Ключевые слова: электронная публикация, Интернет, веб-сайт, наука, образование, математика, физика.



Electronic Publications and Scientific-Educational Resources of the Internet

A.D. Polyanin, A.I. Zhurov

The paper presents current developments and trends in electronic publications in Russia and abroad. It is explained why authors may find it useful to publish their papers and books online. Web addresses with brief descriptions of major mathematics and physics Internet resources are given. Suggestions are offered for the development of scientific online resources in Russia.

Key words: electronic publication, Internet, website, science, education, mathematics, physics.

В 2001 году один из авторов данной статьи написал заметку [1], в конце которой он довольно скромно оценивал возможности Интернета. За последующие шесть лет произошло много событий (в том числе велась работа над созданием научно-образовательного сайта «EqWorld — Мир математических уравнений»), которые привели его и соавтора к излагаемым далее существенно более оптимистическим оценкам и выводам.

ВВЕДЕНИЕ

Международная компьютерная сеть Интернет (Всемирная паутина) является огромным информационным ресурсом, без которого работа научных работников, преподавателей вузов, инженеров и студентов в настоящее время становится малоэффективной. Интернет позволяет не только вести научную переписку в электронном виде, но также оперативно публиковать результаты исследований и эффективно осуществлять поиск необходимых материалов, тем самым активно вытесняя общепринятые бумажные носители (книги, журналы, препринты и др.) в качестве основного источника информации.

Интернет — виртуальное образование, которое никому не принадлежит, поскольку является объединением огромного числа независимых глобальных и корпоративных сетей. Интернет не имеет ни политических, ни территориальных границ. Интернет делает информацию доступной, вне зависимости от того, где вы находитесь, где живете, какова ваша национальность и каких взглядов вы придерживаетесь.