

- разработкой системы показателей оценки работы по проекту;
- совершенствованием системы мотивации сотрудников к проектной деятельности;
- концентрация внимания на стадии реализации проекта в программах обучения проектного менеджменту;
- разработкой системы анализа результатов проектной деятельности, в том числе для эффективного планирования показателей по тиражированию проектов.

При ежегодном росте масштабов проектной деятельности остается открытым вопрос о единой информационной базе проектов и соответствующем программном обеспечении.

Решение большинства задач при адекватной поддержке руководства может быть возложено на проектный офис.

В случае усиления роли проектного управления в компании вероятно дополнение регулирующей деятельности ПО функционированием СПС. Можно предположить, что СПС исключит разрывы между различными бизнес-направлениями и зонами, где традиционно не делились знаниями и ресурсами, позволит наиболее полно использовать интеллектуальный капитал компании и повлияет на удержание ценных сотрудников,

предоставляя им возможность развиваться и вносить существенный вклад в развитие внутрифирменных практик.

Библиографический список

1. **Роль** проектного управления на разных стадиях жизненного цикла организации / Д. В. Чернов // Управление проектами и программами. – 2012. – № 1.
2. **Положение** о проектом офисе и механизмах реализации Программы «Внедрение бережливого производства на полигоне Октябрьской железной дороги» : утв. приказом начальника Октябрьской железной дороги – филиала ОАО РЖД 2012-12-25 № Окт-616.
3. **A Guide to the Project Management Body of Knowledge. Fifth Edition. (PMBOK Guides)**, Pennsylvania, 589 p.
4. **Duggal, J.S.** (2010). *Need more buy-in for your PMO? Build a Community*, available at: <http://www.projectize.com/connect.html>
5. **Wenger, E.** (1998). *Communities of Practice: Learning, Meaning, and Identity*, Cambridge, 318 p.
6. **Wenger, E., McDermott, R., Snyder, W.M.** (2002). *Cultivating Communities of Practice: A Guide to Managing Knowledge*, Harvard, 284 p.

УДК 620.9:621.3:536.24

Л. М. Юферева

Петербургский государственный университет путей сообщения

СОБСТВЕННЫЕ ЧИСЛА ЗАДАЧИ ШТУРМА – ЛИУВИЛЛЯ ДЛЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ОДНОСЛОЙНОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЖЕЛОБА

Выведены и численно проверены приближенные формулы для поиска собственных значений краевой задачи Штурма – Лиувилля для температурного поля в прямоугольном фрагменте цилиндрического желоба.

температурное поле, цилиндрическая труба, собственные значения краевой задачи Штурма – Лиувилля.

Введение

При моделировании процессов теплопереноса в наклонной трубе конденсатора двухфазного термосифона (ДТС) приходится считаться с тем, что коэффициенты теплоотдачи от пара к внутренней поверхности трубы и от внешней поверхности трубы к охлаждающему воздуху зависят от условий обтекания поверхности трубы соответственно внутренним конденсатом и внешним охлаждающим воздухом. Построить точное аналитическое выражение для температурного поля в материале трубы в случае, когда эти коэффициенты зависят от пространственных констант, не представляется возможным.

Альтернативой точному выражению может послужить приближенное представление, построенное методом частичных областей (методом сшивания). Нарезка полной трубы на частичные области может осуществляться плоскостями, проходящими через ось цилиндра, и плоскостями, нормальными к оси (рис. 1). В пределах каждой их областей коэффициенты теплоотдачи могут быть приняты как постоянные, равные среднему значению по области. Полученное в каждой из областей представление для поля должно иметь некоторую произвольность коэффициентов, избавляться от которой следует сшиванием поля в данной области с полями в соседних областях.

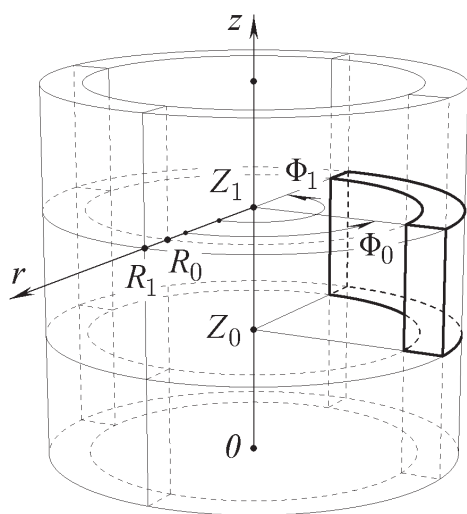


Рис. 1. Геометрия системы

1 Постановка задачи

Рассматривается заполненная однородным теплопроводящим материалом область $R_0 < r < R_1$, $\Phi_0 < \varphi < \Phi_1$, $Z_0 < z < Z_1$ в форме цилиндрического желоба (см. рис. 1). Температура в материале $\Theta(r, \varphi, z)$ подчиняется однородному уравнению Лапласа:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Theta(r, \varphi, z) = 0. \quad (1)$$

На цилиндрических поверхностях желоба устанавливаются условия конвективного теплообмена:

$$\left. \left(\frac{\partial}{\partial r} - (-1)^l \frac{\alpha_l}{\lambda} \right) \Theta(r, \varphi, z) \right|_{r=R_l} = -(-1)^l \frac{\alpha_l}{\lambda} T_l, \quad (2)$$

где α_l , T_l – соответственно коэффициент теплоотдачи и температура среды у внутренней ($l = 0$) и внешней ($l = 1$) цилиндрических поверхностей; λ – коэффициент теплопроводности материала.

Решение задачи в постановке (1) – (2) не является единственным. Произвольные константы, от которых будет зависеть решение, могут быть определены назначением дополнительных условий теплового контакта краев желоба с соседними частичными областями. Процедура нахождения констант в данной работе не рассматривается.

2 План построения решения

Искомое поле может быть представлено в виде

$$\Theta(r, \varphi, z) = \Theta_0(r, \varphi, z) + \Theta_1(r, \varphi, z) + \Theta_2(r, \varphi, z). \quad (3)$$

Слагаемое $\Theta_0(r, \varphi, z)$ удовлетворяет условиям (1)–(2):

$$\Theta_0(r, \varphi, z) = A \ln(r/R_0) + B;$$

$$A = -R_0\alpha_0 C, \quad B = T_0 - \lambda C;$$

$$C = (T_0 - T_1)R_1\alpha_1 / \\ (\lambda(R_0\alpha_0 + R_1\alpha_1) + R_0R_1\alpha_0\alpha_1 \ln(R_1/R_0)).$$

Функции $\Theta_k(r, \varphi, z)$, $k = 1, 2$, подчиняются (1), а также однородным условиям, соответствующим (2), и имеют вид

$$\Theta_k(r, \varphi, z) = \Theta_{k0}(r, \varphi, z) + \Theta_{k1}(r, \varphi, z);$$

$$\Theta_{1l}(r, \varphi, z) = \\ = \sum_{m=0}^{+\infty} \cos(q_{1m}(\varphi - \Phi_0)) \times \\ \times \sum_{n=0}^{+\infty} a_{1lmn} \frac{\cosh(p_{1mn}(z - Z_l))}{\cosh(p_{1mn}(Z_1 - Z_0))} \mathfrak{G}_{1mn}(r); \\ l = 0, 1, \\ \Theta_{2l}(r, \varphi, z) = \\ = \sum_{m=0}^{+\infty} \cos(q_{2m}(z - Z_0)) \times \\ \times \sum_{n=0}^{+\infty} a_{2lmn} \frac{\cosh(p_{2mn}(\varphi - \Phi_l))}{\cosh(p_{2mn}(\Phi_1 - \Phi_0))} \mathfrak{G}_{2mn}(r); \\ l = 0, 1,$$

где

$$\mathfrak{G}_{1mn}(r) = s_{1mn} \zeta_{10}(q_{1m}, p_{1mn}r) + \\ + t_{1mn} \xi_{10}(q_{1m}, p_{1mn}r);$$

$$\zeta_{10}(\mu, x) = J_\mu(x);$$

$$\xi_{10}(\mu, x) = Y_\mu(x);$$

$$\mathfrak{G}_{2mn}(r) = s_{2mn} \zeta_{20}(p_{2mn}, q_{2m}r) + \\ + t_{2mn} \xi_{20}(p_{2mn}, q_{2m}r);$$

$$\zeta_{20}(\mu, x) = J_{\psi}(-ix);$$

$$\xi_{20}(\mu, x) = J_{-\psi}(-ix);$$

$\psi = \sqrt{-1}$, $J_\eta(x)$, $Y_\eta(x)$ – функции Бесселя 1-го и 2-го рода;

$$q_{1m} = \pi m / (\Phi_1 - \Phi_0);$$

$$q_{2m} = \pi m / (Z_1 - Z_0);$$

(s_{kmn}, t_{kmn}) – решения систем уравнений;

$$L^{(1)}(q_{1m}, p_{1mn})(s_{1mn} \quad t_{1mn})^T = 0; \quad (4)$$

$$L^{(2)}(p_{2mn}, q_{2m})(s_{2mn} \quad t_{2mn})^T = 0; \quad (5)$$

$L^{(k)}(\mu, \nu)$ – матрица размером 2×2 ;

$$L_{l1}^{(k)}(\mu, \nu) = \lambda \nu \zeta_{k1}(\mu, \nu R_{l-1}) - \\ - (-1)^l \alpha_l \zeta_{k0}(\mu, \nu R_{l-1});$$

$$L_{l2}^{(k)}(\mu, \nu) = \lambda \nu \xi_{k1}(\mu, \nu R_{l-1}) - \\ - (-1)^l \alpha_l \xi_{k0}(\mu, \nu R_{l-1});$$

$$\zeta_{k1}(\mu, \nu) = \frac{\partial \zeta_{k0}(\mu, \nu)}{\partial \nu};$$

$$\xi_{k1}(\mu, \nu) = \frac{\partial \xi_{k0}(\mu, \nu)}{\partial \nu};$$

$k = 1, 2$, $l = 1, 2$, p_{1mn} , p_{2mn} (при $n = 0, 1, 2, \dots$) – соответственно положительные корни уравнений

$$\det L^{(1)}(q_{1m}, p) = 0; \quad (6)$$

$$\det L^{(2)}(p, q_{2m}) = 0. \quad (7)$$

Нахождение значения функции Бесселя с мнимым индексом порождает вычислительные трудности. Однако, тождество

$$\operatorname{Re}(J_{\nu p}(-ix)) \operatorname{Im}(J_{-\nu p}(-ix)) + \\ + \operatorname{Re}(J_{-\nu p}(-ix)) \operatorname{Im}(J_{\nu p}(-ix)) \equiv 0$$

дает право на переход к вещественной арифметике:

$$\zeta_{20}(\mu, x) = \operatorname{Re}(J_{\psi}(-ix));$$

$$\xi_{20}(\mu, x) = \operatorname{Im}(J_{\psi}(-ix)).$$

При каждой фиксированной паре (k, m) набор попарно ортогональных функций $\mathfrak{G}_{kmn}(r)$, $n = 0, 1, 2, \dots$ составляет на промежутке $[R_0, R_1]$ базис со скалярным произведением

$$\begin{aligned} & (\psi_1(r), \psi_2(r)) = \\ & = \int \psi_1(r)\psi_2(r)r^3 \, r dr. \end{aligned} \quad (8)$$

Коэффициенты s_{kmn} , t_{kmn} определяются с точностью до постоянного множителя. Например, для удобства можно принять

$$s_{1mn} = \kappa_{1mn} L_{12}^{(1)}(q_{1m}, p_{1mn});$$

$$t_{1mn} = -\kappa_{1mn} L_{11}^{(1)}(q_{1m}, p_{1mn});$$

$$s_{2mn} = \kappa_{2mn} L_{12}^{(2)}(p_{2mn}, q_{2m});$$

$$t_{2mn} = -\kappa_{2mn} L_{11}^{(2)}(p_{2mn}, q_{2m}),$$

где множитель κ_{kmn} есть корень уравнения $(\mathfrak{G}_{kmn}(r), \mathfrak{G}_{kmn}(r)) = 1$.

Произвольные константы a_{klmn} могут быть определены решением бесконечной системы линейных алгебраических уравнений, порождаемой условиями на краях желоба, по отношению к которым применяется схема Фурье – Бесселя со скалярным произведением (8). Условия сопряжения с соседними желобами содержат, в частности, равенства плотностей тепловых потоков через края. Эти равенства порождают большое количество нулей в матрице бесконечной системы в силу специально выбранного вида функций $\Theta_{kl}(r, \varphi, z)$. Нахождение констант a_{klmn} не является целью данной работы.

3 Приближенные формулы для собственных значений задачи Штурма – Лиувилля

В обзорной статье [1] обоснована важность построения схем поиска собственных чисел задачи Штурма – Лиувилля для тонко-

стенных конструкций. Приближенные формулы для чисел p_{km0} в случае многослойных цилиндрических стенок представлены в [2] ($k = 1$) и в [3] ($k = 2$). Для случая однослойной стенки толщиной $h = R_1 - R_0$ эти формулы могут быть уточнены (за счет добавления членов высокого порядка малости параметра h/R_0) и дополнены формулами для чисел p_{kmn} при $n > 0$:

$$p_{kmn} \underset{h/R_0 \rightarrow 0}{\approx} \tilde{p}_{kmnj}; \quad (9)$$

$$\tilde{p}_{1m0j} = \left(\frac{\alpha_0 + \alpha_1}{\lambda h} + \sum_{i=0}^j c_{1m0i} h^i \right)^{\frac{1}{2}};$$

$$c_{1m00} = \frac{q_{1m}^2}{R_0^2} - \frac{\alpha_0 - \alpha_1}{2R_0\lambda} - \frac{\alpha_0^2 - \alpha_0\alpha_1 + \alpha_1^2}{3\lambda^2};$$

$$c_{1m01} = -\frac{q_{1m}^2}{R_0^3} + \frac{\alpha_0 - \alpha_1}{4R_0^2\lambda} + \frac{\alpha_0^2 - \alpha_1^2}{6R_0\lambda^2} + \frac{(\alpha_0 + \alpha_1)(4\alpha_0^2 - 7\alpha_0\alpha_1 + 4\alpha_1^2)}{45\lambda^3};$$

$$c_{1m02} = \frac{5q_{1m}^2}{6R_0^4} - \frac{(4q_{1m}^2 + 3)(\alpha_0 - \alpha_1)}{24R_0^3\lambda} - \frac{3\alpha_0^2 + 6\alpha_0\alpha_1 - 7\alpha_1^2}{60R_0^2\lambda^2} - \frac{(\alpha_0 + \alpha_1)^2(\alpha_0 - \alpha_1)}{30R_0\lambda^3} - \frac{(\alpha_0 + \alpha_1)^2(16\alpha_0^2 - 31\alpha_0\alpha_1 + 16\alpha_1^2)}{945\lambda^4};$$

$$c_{1m03} = -\frac{2q_{1m}^2}{3R_0^5} + \frac{q_{1m}^2(40\alpha_0 - 32\alpha_1) + 9(\alpha_0 - \alpha_1)}{144R_0^4\lambda} + \frac{4q_{1m}^2(\alpha_0^2 - \alpha_1^2) + 3(3\alpha_0 - 2\alpha_1)\alpha_1}{90R_0^3\lambda^2}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{4\alpha_0^3 - 30\alpha_0^2\alpha_1 - 9\alpha_0\alpha_1^2 + 25\alpha_1^3}{630R_0^2\lambda^3} - \\
& -\frac{\alpha_0^4 - 40\alpha_0^3\alpha_1 + 40\alpha_0\alpha_1^3 - \alpha_1^4}{1890R_0\lambda^4} + \\
& +\frac{16\alpha_0^5 + 95\alpha_0^4\alpha_1 - 110\alpha_0^3\alpha_1^2 -}{14175\lambda^5} \rightarrow \\
& \rightarrow \frac{-110\alpha_0^2\alpha_1^3 + 95\alpha_0\alpha_1^4 + 16\alpha_1^5}{14175\lambda^5}; \\
& \tilde{p}_{1mnj} = \frac{\gamma_n}{h} + \sum_{i=0}^j c_{1mni} h^i, \\
& n = 1, 2, 3, \dots; \gamma_n = \pi n; \\
& c_{1mn0} = \frac{\alpha_0 + \alpha_1}{\gamma_n \lambda}; \\
& c_{1mn1} = \frac{4q_{1m}^2 + 3}{8\gamma_n R_0^2} - \frac{(\alpha_0 + \alpha_1)^2}{\gamma_n^3 \lambda^2}; \\
& c_{1mn2} = -\frac{4q_{1m}^2 + 3}{8\gamma_n R_0^3} - \\
& -\frac{(4q_{1m}^2 + 9)(\alpha_0 + \alpha_1)}{8\gamma_n^3 R_0^2 \lambda} - \frac{\alpha_0^2 - \alpha_1^2}{2\gamma_n^3 R_0 \lambda^2} - \\
& -\frac{(\gamma_n^2 - 6)(\alpha_0^3 + \alpha_1^3) - 18\alpha_0\alpha_1(\alpha_0 + \alpha_1)}{3\gamma_n^5 \lambda^3}; \\
& c_{1mn3} = -\frac{16q_{1m}^4 - 8q_{1m}^2(8\gamma_n^2 + 17) - 48\gamma_n^2 + 81}{128\gamma_n^3 R_0^4} + \\
& +\frac{(4q_{1m}^2 + 3)\alpha_0 + 6\alpha_1}{4\gamma_n^3 R_0^3 \lambda} + \\
& +\frac{(4q_{1m}^2 + 15)(\alpha_0 + \alpha_1)^2 - 2\gamma_n^2 \alpha_1^2}{4\gamma_n^5 R_0^2 \lambda^2} + \\
& +\frac{2(\alpha_0 - \alpha_1)(\alpha_0 + \alpha_1)^2}{\gamma_n^5 R_0 \lambda^3} + \\
& +\frac{(\alpha_0 + \alpha_1)^2((4\gamma_n^2 - 15)(\alpha_0^2 + \alpha_1^2) -}{3\gamma_n^7 \lambda^4} \rightarrow \\
& \rightarrow \frac{-2(2\gamma_n^2 + 15)\alpha_0\alpha_1}{3\gamma_n^7 \lambda^4};
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\tilde{p}_{2m0j} &= R_0 \left(\frac{\alpha_0 + \alpha_1}{\lambda h} \right)^{\frac{1}{2}} + \sum_{i=0}^j c_{2m0i} h^{i+\frac{1}{2}}; \\
c_{2m00} &= \\
&= \frac{2R_0(3q_{2m}^2\lambda^2 - \alpha_0^2 + \alpha_0\alpha_1 - \alpha_1^2) + 3\lambda(\alpha_0 + 3\alpha_1)}{12\lambda^{\frac{3}{2}}(\alpha_0 + \alpha_1)^{\frac{1}{2}}}; \\
c_{2m01} &= \frac{1}{\lambda^{\frac{1}{2}}(\alpha_0 + \alpha_1)^{\frac{3}{2}}} \times \\
& \times \left(-\frac{q_{2m}^4 R_0 \lambda^2}{8} + \frac{q_{2m}^2}{4} \times \right. \\
& \times \left. \left(\frac{\lambda(3\alpha_0 + \alpha_1)}{2} + \frac{R_0(\alpha_0^2 - \alpha_0\alpha_1 + \alpha_1^2)}{3} \right) \right. \\
& + \frac{R_0(11\alpha_0^4 + 14\alpha_0^3\alpha_1 - 39\alpha_0^2\alpha_1^2 + 14\alpha_0\alpha_1^3 + 11\alpha_1^4)}{360\lambda^2} + \\
& \left. + \frac{\alpha_0^3 + 6\alpha_0^2\alpha_1 - 6\alpha_0\alpha_1^2 - 5\alpha_1^3}{24\lambda} - \frac{7\alpha_0^2 + 2\alpha_0\alpha_1 + 7\alpha_1^2}{96R_0} \right); \\
c_{2m02} &= \frac{1}{\lambda^{\frac{1}{2}}(\alpha_0 + \alpha_1)^{\frac{5}{2}}} \left(\frac{q_{2m}^4 \lambda}{16} \times \right. \\
& \times \left(q_{2m}^2 R_0 \lambda^2 - R_0(\alpha_0^2 - \alpha_0\alpha_1 + \alpha_1^2) - \frac{\lambda(5\alpha_0 - \alpha_1)}{2} \right) - \\
& - q_{2m}^2 \left(\frac{R_0(\alpha_0^4 + 34\alpha_0^3\alpha_1 - 69\alpha_0^2\alpha_1^2 + 34\alpha_0\alpha_1^3 + \alpha_1^4)}{720\lambda} \right. \\
& - \frac{5\alpha_0 - \alpha_1}{48} \left(\frac{\lambda(\alpha_0 - 5\alpha_1)}{4R_0} + \alpha_0^2 - \alpha_0\alpha_1 + \alpha_1^2 \right) \left. \right) - \\
& - \frac{R_0(17\alpha_0^6 + 81\alpha_0^5\alpha_1 + 66\alpha_0^4\alpha_1^2 -}{5040\lambda^3} \rightarrow \\
& \rightarrow \frac{-311\alpha_0^3\alpha_1^3 + 66\alpha_0^2\alpha_1^4 + 81\alpha_0\alpha_1^5 + 17\alpha_1^6}{5040\lambda^3} - \\
& - \frac{33\alpha_0^5 + 85\alpha_0^4\alpha_1 + 265\alpha_0^3\alpha_1^2 -}{1440\lambda^2} \rightarrow \\
& \rightarrow \frac{-165\alpha_0^2\alpha_1^3 - 185\alpha_0\alpha_1^4 - 77\alpha_1^5}{1440\lambda^2} - \\
& - \frac{13\alpha_0^4 + 49\alpha_0^3\alpha_1 + 180\alpha_0^2\alpha_1^2 + 49\alpha_0\alpha_1^3 + 13\alpha_1^4}{576R_0\lambda} +
\end{aligned}$$

$$\left. + \frac{15\alpha_0^3 + 31\alpha_0^2\alpha_1 + 5\alpha_0\alpha_1^2 + 13\alpha_1^3}{384R_0^2} \right\};$$

$$\tilde{P}_{2mnj} = \frac{\gamma_n R_0}{h} + \sum_{i=0}^j c_{2mni} h^i; \quad n=1, 2, 3, \dots;$$

$$c_{2mn0} = \frac{\gamma_n}{2} + \frac{R_0(\alpha_0 + \alpha_1)}{\gamma_n \lambda};$$

$$c_{2mn1} = \frac{q_{2m}^2 R_0}{2\gamma_n} - \frac{\gamma_n}{12R_0} + \frac{\alpha_1}{\gamma_n \lambda} - \frac{R_0(\alpha_0 + \alpha_1)^2}{\gamma_n^3 \lambda^2}.$$

4 Численные результаты

При выполнении вычислений, результаты которых представлены на рис. 2–5, принято $\alpha_1 = 10 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$, $\alpha_0 = 10\alpha_1$, $R_0 = 0,006 \text{ м}$.

Для показа эффективности предлагаемых приближенных формул (9) выбраны два существенно различных по коэффициенту теплопроводности материала трубы: медь для частей «а» и стекло для частей «б».

Заключение

Предложен план построения аналитического решения задачи о распределении температурного поля в однослойном цилиндрическом желобе с конвективными условиями теплообмена на цилиндрических поверхностях и контактными условиями на прочих поверхностях.

Выведены и численно проверены новые приближенные формулы для собственных чисел задачи Штурма – Лиувилля для желоба.

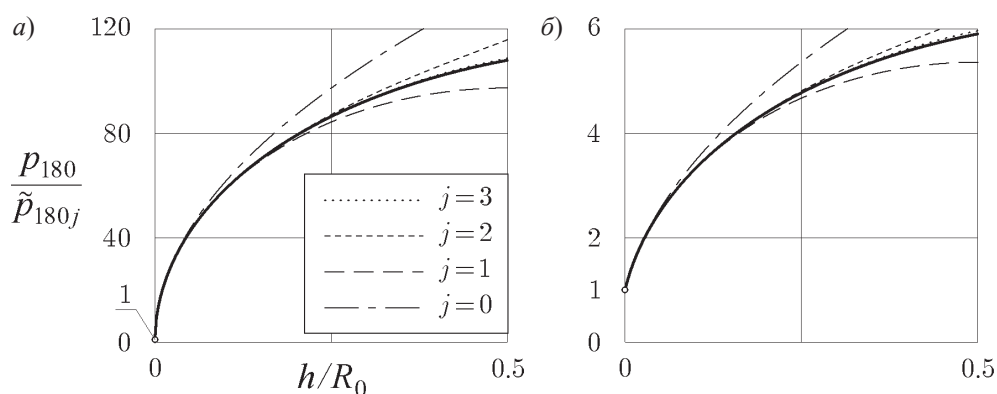


Рис. 2. Действие приближенных формул (9) при $n = 0$, $q_{1m} = 8$

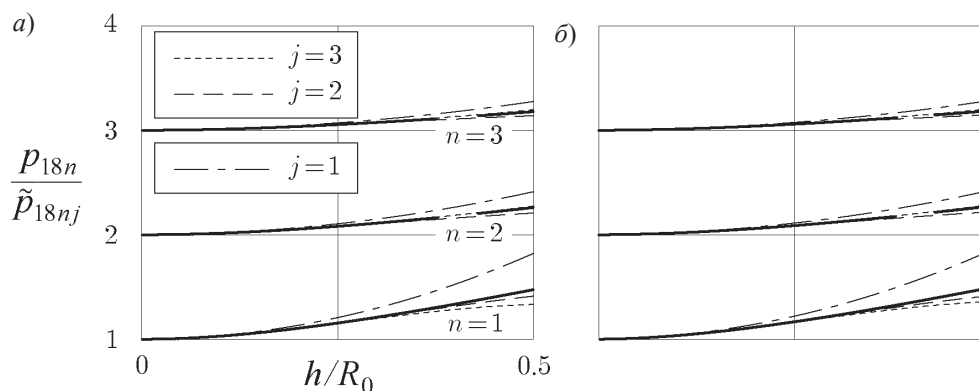


Рис. 3. Действие приближенных формул (9) при $n > 0$, $q_{1m} = 8$

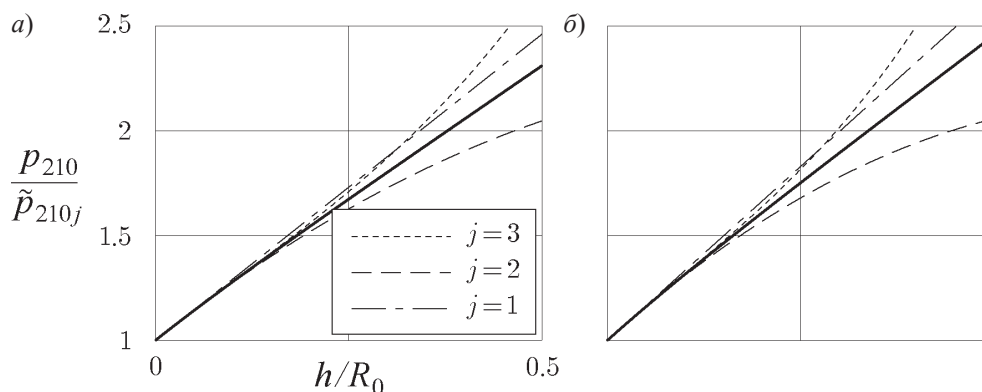


Рис. 4. Действие приближенных формул (9) при $n = 0$, $q_{2m} = 5\pi \text{ м}^{-1}$ (часть «а»), $q_{2m} = 100\pi \text{ м}^{-1}$ (часть «б»)

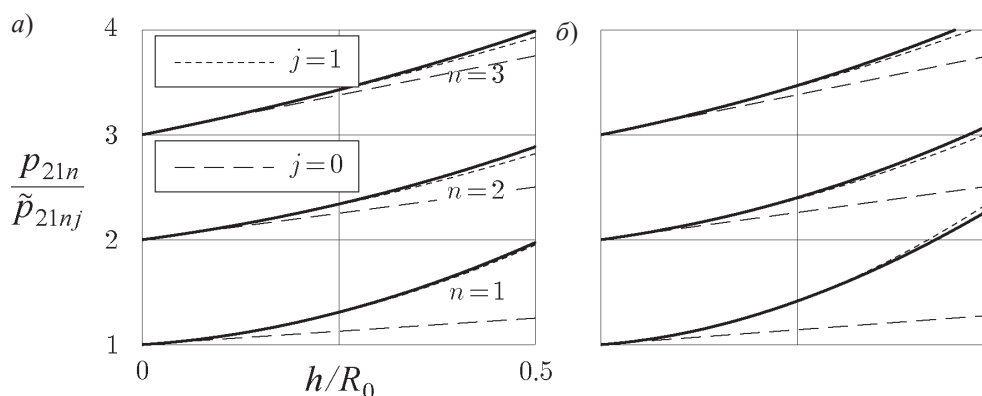


Рис. 5. Действие приближенных формул (9) при $n > 0$, $q_{2m} = 400\pi \text{ м}^{-1}$ (часть «а»), $q_{2m} = 500\pi \text{ м}^{-1}$ (часть «б»)

Библиографический список

1. Аналитические методы решения краевых задач для многослойных конструкций / В. А. Кудинов // Известия РАН. Энергетика. – 1999. – № 5. – С. 85–106.

2. О тепловом поле многослойного поллого цилиндра / Л. М. Юферева, Ю. А. Лавров, А. Ю. Юферев // Известия РАН. Энергетика. – 2011. – № 1. – С. 75–81.

3. О температурном поле многослойного цилиндрического желоба / Л. М. Юферева, Ю. А. Лавров // Актуальные направления развития прикладной математики в энергетике, энергоэффективности и информационно-коммуникационных технологиях // Сб. тр. Международной научной конференции, посвященной 180-летию МГТУ им. Н. Э. Баумана (Москва, 2010 г.). – Москва : Моск. гос. техн. ун-т им. Н. Э. Баумана, 2010. – С. 66–70.