сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р11-85-218

Г.Х.Саркисян*, С.Г.Нерсесян*, С.М.Мхитарян*,
Л.А.Смирнова

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ АНИЗОТРОПНОГО ЦИЛИНДРА

* Ереванский политехнический институт

1985

Одной из важнейших задач при проектировании магнитопроводов силовых трансформаторов и бетатронов является расчет температурного поля. Так как магнитопровод находится в условии гидравлически замкнутой системы охлаждения "М", то температура жидкости в верхней части больше, чем в нижней части, вследствие чего температура верхней части магнитопровода больше, чем в нижней части, откуда следует необходимость определения действительного трехмерного температурного поля, в частности, места расположения, значения наиболее нагретой точки. Для получения наиболее экономичного работающего трансформатора необходимо, чтобы температура магнитопровода имела допустимое значение (соответствующее ГОСТу 11677-75). Так как магнитопровод составлен из листов электротехнической стали, которые имеют разные коэффициенты теплопроводности в разных направлениях, то уравнение теплопроводности получается с разными коэффициентами теплопроводности по осям.

Поскольку поперечное сечение магнитопровода представляет собой ступенчатую область и коэффициент заполнения близок к единице ($K = 0{,}93 \div 0{,}98$), то вместо этой области берется круг. Отсюда следует, что надо решить уравнение теплопроводности для анизотропного цилиндра конечной длины. Так как магнитопровод находится в масляной среде, то у поверхности стержня возникает свободно-конвективный теплообмен, уравнение которого записывается в виде

$$-\lambda_n \frac{\partial \Theta}{\partial \vec{n}} = \alpha \Theta ,$$

где α — коэффициент теплоотдачи поверхности, λ_n — коэффициент теплопроводности вдоль нормали $\vec{n}$.

Нужно отметить, что до сих пор в основном исследовались двумерные задачи /1-3/.

Учитывая все вышесказанное и делая следующие допущения:

1) внутренние источники тепла распределены по всему объему цилиндрического анизотропного тела равномерно,

2) коэффициенты теплоотдачи на верхнем и нижнем основании постоянны и не равны друг другу,

3) коэффициент теплоотдачи на боковой поверхности зависит от полярного угла ϕ и выражается формулой $\alpha = \alpha_x \cos\phi + \alpha_y \sin\phi$, где α_x и α_y — коэффициенты теплоотдачи вдоль осей OX и OY, получим краевую задачу для уравнения теплопроводности с соответствующими граничными условиями /4/.

$$\lambda_x \frac{\partial^2\Theta}{\partial x^2} + \lambda_y \frac{\partial^2\Theta}{\partial y^2} + \lambda_z \frac{\partial^2\Theta}{\partial z^2} + \frac{q_v}{T_r - T_0} = 0, \tag{1}$$

где $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$ — коэффициенты теплопроводности по направлению шихтовки пакета (ось OX), вдоль и поперек прокатки (OZ и OY), Вт/м град.; q_v — удельное тепловыделение в единичном объеме, Вт/м^3, $\Theta = \frac{T - T_0}{T_r - T_0}$; Θ — безразмерная температура магнитопровода; T, T_0, T_r — соответствующие температуры стержня магнитопровода, среднеобъемная температура жидкости в гиравлически замкнутой системе охлаждения "М" трансформаторов и температура верхних слоев масла.

Так как стержень магнитопровода является цилиндром конечной длины, то уравнение (1) должно рассматриваться в цилиндре $x^2 + y^2 = r^2$, $0 \le r \le R$, где R — радиус цилиндра (стержня магнитопровода), r — радиус произвольной точки, $L = H/2$; H — высота цилиндра.

Очевидно, что стержень находится внутри обмотки низкого напряжения (НН), и для охлаждения его созданы кольцевые охлаждающие каналы. Коэффициенты теплоотдачи на поверхности стержня определяются свободно-конвективным теплообменом в цилиндрическом канале в практически "спокойной" среде.

Таким образом, уравнение (1) следует решить при граничных условиях третьего рода:

$$-\lambda_z \frac{\partial\Theta}{\partial z}\Big|_{z=L} = \alpha_r\Theta; \quad \lambda_z \frac{\partial\Theta}{\partial z}\Big|_{z=-L} = \alpha_x\Theta, \tag{2}$$

$$-\lambda_r \frac{\partial\Theta}{\partial r}\Big|_{r=R} = \alpha\Theta, \tag{3}$$

где α, α_r, α_x — коэффициенты теплоотдачи на боковой поверхности, на верхнем и нижнем основании цилиндра, Вт/м^{2}град, λ_r — коэффициент теплопроводности по направлению произвольного радиуса цилиндра, Вт/м град.

Решение неоднородного уравнения (1) представим в виде суммы общего решения однородного уравнения и частного решения неоднородного уравнения, т.е. $\Theta = \Theta_1 + \Theta_2$. При этом принимаем, что Θ_2 зависит только от z, т.е. Θ_2 характеризует изменение температуры вдоль оси. Положим

$$\Theta_2 = A\bar{z}^2 + B\bar{z} + C, \quad \bar{z} = z/L, \tag{4}$$

где A, B, C — неизвестные коэффициенты.

Подставляя (4) в дифференциальное уравнение (1), с учетом граничных условий (2) получим

$$A = \frac{q_v L^2}{2\lambda_z \theta_r}, \quad \theta_r = T_r - T_0,$$

$$B = -A\frac{2(B_{ix} - B_{ir})}{B_{ix} + B_{ir} + 2B_{ir}\cdot B_{ix}}, \quad C = -A\frac{2B_{ir}\cdot B_{ix} + 3(B_{ir} + B_{ix}) + 4}{B_{ix} + B_{ir} + 2B_{ir}\cdot B_{ix}}.$$

$B_{ix} = \alpha_x L/\lambda_z$; $B_{ir} = \alpha_r L/\lambda_z$ — критерий Био соответственно нижнего и верхнего оснований цилиндра.

Чтобы найти решение Θ_1 однородного уравнения второго порядка (1), сведем его к уравнению баланса. С этой целью перейдем к новым координатам. Положим $x = \lambda_1 X$; $y = \lambda_2 Y$.

После указанного преобразования уравнение (1) принимает вид

$$\frac{\partial^2\Theta_1}{\partial X^2} + \frac{\partial^2\Theta_1}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2\Theta_1}{\partial Z^2} = 0, \tag{5}$$

а исходный круг $x^2 + y^2 = R^2$ переходит в эллипс:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1; \quad a = \lambda_1 R; \quad b = \lambda_2 R, \quad \omega = \{z = 0;\ \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1\},$$

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{\lambda_z}{\lambda_x}}; \quad \lambda_2 = \sqrt{\frac{\lambda_z}{\lambda_y}}.$$

Положив

$$\Theta_1(X, Y, Z) = \Theta_1\left(\frac{\bar{x}}{\lambda_1}; \frac{\bar{y}}{\lambda_2}; \bar{z}\right) = U(\bar{x}; \bar{y}; \bar{z}), \tag{6}$$

при помощи (5) и (2) придем к следующей краевой задаче:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial\bar{x}^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial\bar{y}^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial\bar{z}^2} = 0, \tag{7}$$

$$-\frac{\partial U}{\partial\bar{z}}\Big|_{z=1} = B_{ir}U; \quad \frac{\partial U}{\partial\bar{z}}\Big|_{z=-1} = B_{ix}U. \tag{8}$$

Теперь от прямоугольных координат перейдем к цилиндрическим:

$\bar{r} = \sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}^2}$, $\phi = \operatorname{arctg} \bar{y}/\bar{x}$; $\bar{z} = \bar{z}$. Получим

$$\frac{\partial\Theta_1}{\partial X} = \frac{\partial\Theta_1}{\partial\bar{r}}\cos\phi - \frac{\partial\Theta_1}{\partial\phi}\cdot\frac{\sin\phi}{\bar{r}},$$

$$\frac{\partial\Theta_1}{\partial Y} = \frac{\partial\Theta_1}{\partial\bar{r}}\sin\phi + \frac{\partial\Theta_1}{\partial\phi}\cdot\frac{\cos\phi}{\bar{r}}. \tag{9}$$

Рассматривая (9) как систему уравнений относительно производных $\partial\Theta_1/\partial\bar{r}$, $\partial\Theta_1/\partial\phi$, находим

$$\frac{\partial\Theta_1}{\partial\bar{r}} = \frac{\partial\Theta_1}{\partial X}\cos\phi + \frac{\partial\Theta_1}{\partial Y}\sin\phi$$

или

$$\frac{\partial\Theta_1}{\partial\bar{r}} = \lambda_1\cos\phi\,\frac{\partial U}{\partial\bar{x}} + \lambda_2\,\sin\phi\,\frac{\partial U}{\partial\bar{y}}\,. \tag{10}$$

Далее воспользуемся известным соотношением /4/

$$\lambda_x = \lambda_r\cos^2\phi + \lambda_\phi\sin^2\phi\,; \qquad \lambda_y = \lambda_r\sin^2\phi + \lambda_\phi\cos^2\phi\,,$$

связывающим коэффициенты теплопроводности в направлениях декартовых и полярных осей координат. Отсюда

$$\lambda_2 = \frac{1-\lambda^2\,\mathrm{tg}^2\phi}{1-\mathrm{tg}^2\phi}\cdot\frac{1}{\lambda_x}\,; \qquad \lambda = \sqrt{\frac{\lambda_y}{\lambda_x}} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\,. \tag{11}$$

Подставляя (10) и (11) в граничное условие (3), получаем

$$-\frac{1-\lambda^2\,\mathrm{tg}^2\phi}{1-\mathrm{tg}^2\phi}\left(\lambda\,\frac{\partial U}{\partial\bar{x}}\cos\phi + \frac{\partial U}{\partial\bar{y}}\sin\phi\right)\Big|_\Gamma = -\beta\,(U+\Theta_2)\,, \tag{12}$$

где Γ — контур эллипса, $\beta = B_i\lambda\cdot\lambda_1$; $B_i = \alpha L/\lambda_z$ — критерий Био на поверхностях цилиндра, $\bar{x} = x/L$; $\bar{y} = y/L$ — безразмерные координаты.

Таким образом, необходимо решить уравнение (7) при граничных условиях (8) и (12). Для решения (7) с помощью конечного преобразования Фурье по переменной $\bar{z}$, полагая

$$\bar{U}(\bar{x};\bar{y}) = \int_{-1}^{1} U(\bar{x},\bar{y},\bar{z})\,K(\bar{\mu}_n\,;\bar{z})\,d\bar{z}\,, \tag{13}$$

можем записать

$$\int_{-1}^{1}\frac{\partial^2 U}{\partial\bar{z}^2}K(\bar{\mu}_n;\bar{z})\,d\bar{z} = \frac{\partial U}{\partial\bar{z}}K(\bar{\mu}_n;\bar{z})\Big|_{-1}^{1} - U\frac{\partial K}{\partial\bar{z}}\Big|_{-1}^{1} + \int_{-1}^{1}U\frac{\partial^2 K}{\partial\bar{z}^2}\,d\bar{z}\,.$$

Потребуем, чтобы ядро $K(\bar{\mu}_n\,;\bar{z})$ удовлетворяло дифференциальному уравнению

$$\frac{\partial^2 K}{\partial\bar{z}^2} + \bar{\mu}_n^2 K = 0 \qquad (-1<\bar{z}<1)\,. \tag{14}$$

Решение уравнения (14) можно представить в следующем виде:

$$K(\bar{\mu}_n\,;\bar{z}) = A_1\cos[\bar{\mu}_n(1-\bar{z})] + B_1\sin[\bar{\mu}_n(1-\bar{z})]\,. \tag{15}$$

Далее потребуем, чтобы выполнялись также условия

$$\frac{\partial U}{\partial\bar{z}}K(\bar{\mu}_n\,;\bar{z})\Big|_{-1}^{1} - U\frac{\partial K(\bar{\mu}_n\,;\bar{z})}{\partial\bar{z}}\Big|_{-1}^{1} \equiv 0\,.$$

В результате определим входящие в (15) коэффициенты A_1 и B_1,

где $\bar{\mu}_n$ — корни трансцендентного уравнения

$$\mathrm{ctg}\,(2\bar{\mu}_n) = \frac{\bar{\mu}_n^2 - B_{ir}\cdot B_{ix}}{\bar{\mu}_n(B_{ir}+B_{ix})}\,. \tag{16}$$

После применения интегрального преобразования с ядром (15) к уравнению (7) при граничных условиях (12) получим следующую краевую задачу:

$$\frac{\partial^2\bar{U}}{\partial\bar{x}^2} + \frac{\partial^2\bar{U}}{\partial\bar{y}^2} - \bar{\mu}_n^2\,\bar{U} = 0\,, \tag{17}$$

$$\frac{1-\lambda^2\,\mathrm{tg}^2\phi}{1-\mathrm{tg}^2\phi}\cdot\left(\lambda\frac{\partial\bar{U}}{\partial\bar{x}}\cos\phi + \frac{\partial\bar{U}}{\partial\bar{y}}\sin\phi\right)\Big|_\Gamma = -\beta\,(\bar{U}+\bar{\Theta}_2)\,, \tag{18}$$

$$\bar{\Theta}_2 = \int_{-1}^{1}\Theta_2(\bar{z})\cdot K(\bar{\mu}_n\,,\bar{z})\,d\bar{z}\,.$$

Для решения дифференциального уравнения при граничных условиях (17) введем эллиптические координаты (4)

$$x = c\,\mathrm{ch}\,\xi\,\cos\eta\,; \quad y = c\,\mathrm{sh}\,\xi\,\sin\eta\,; \quad 0\le\xi\le\infty\,; \quad -\pi\le\eta\le\pi\,. \tag{19}$$

Для получения исходного эллипса положим

$$c\,\mathrm{ch}\,\xi_0 = a\,; \qquad c\,\mathrm{sh}\,\xi_0 = b\,, \tag{20}$$

откуда

$$\bar{c} = \sqrt{\bar{a}^2 - \bar{b}^2}\,, \qquad \xi_0 = \frac{1}{2}\ln\frac{a+b}{a-b}\,. \tag{21}$$

Отметим, что линия $\xi = \xi_0$ является контуром эллипса. Теперь положим

$$\bar{U}(\bar{x},\bar{y}) = \bar{U}(c\,\mathrm{ch}\,\xi\cos\eta\,;\,c\,\mathrm{sh}\,\xi\sin\eta) = V(\xi;\eta)\,. \tag{22}$$

При помощи (19) и (22) определим частные производные (22)

$$\frac{\partial\bar{U}}{\partial\bar{x}} = \frac{\mathrm{sh}\,\xi\cos\eta\,\partial V/\partial\xi - \mathrm{ch}\,\xi\sin\eta\,\partial V/\partial\eta}{c\,(\mathrm{ch}^2\xi - \cos^2\eta)}\,, \tag{23}$$

$$\frac{\partial\bar{U}}{\partial\bar{y}} = \frac{\mathrm{ch}\,\xi\sin\eta\,\partial V/\partial\xi + \mathrm{sh}\,\xi\cos\eta\,\partial V/\partial\eta}{c\,(\mathrm{ch}^2\xi - \cos^2\eta)}\,, \tag{24}$$

после чего преобразуем граничные условия краевой задачи (18) с учетом (23) и (24). В результате получаем

$$\{[(\mathrm{ch}\,\xi_0 - \lambda\,\mathrm{sh}\,\xi_0)\cos 2\eta - \mathrm{ch}\,\xi_0 - \lambda\,\mathrm{sh}\,\xi_0\,]\,\frac{\partial V}{\partial\xi} +$$

$$+ (\lambda\,\mathrm{ch}\,\xi_0 - \mathrm{sh}\,\xi_0)\sin 2\eta\,\frac{\partial V}{\partial\eta}\,\}\,(\cos 2\eta - p) = \tag{25}$$

$$= \gamma\cdot\cos 2\eta\,(\mathrm{ch}\,2\xi_0 - \cos 2\eta)(V + \bar{\Theta}\,)|_{\xi=\xi_0}\,, \quad -\pi\le\eta\le\pi\,,$$

где $\gamma = \dfrac{2\mathrm{Bi}\,\bar{R}\,\lambda_1^2\sqrt{\lambda^2 - 1}}{\lambda^2 + 1}$; $\quad p = \dfrac{\lambda^2 - 1}{\lambda^2 + 1}$; $\quad \bar{R} = \dfrac{R}{L}$.

Далее, подставляя выражение $\partial\bar{U}/\partial\bar{x}$ и $\partial\bar{U}/\partial\bar{y}$ в уравнение (17) и преобразуя уравнение (17), имеем

$$\frac{\partial^2 V}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial\eta^2} - \bar{\mu}_n^2\,\bar{c}^2(\mathrm{ch}^2\xi - \cos^2\eta)\,V = 0\,. \tag{26}$$

Решение уравнения (26) построим методом разделения переменных, положив

$$V(\xi;\eta) = F(\xi)\cdot G(\eta)\,. \tag{27}$$

После подстановки (27) в (26) придем к следующим дифференциальным уравнениям Матье:

$$F'' - (h - 2\Theta'\mathrm{ch}\,2\xi)F = 0\,, \tag{28}$$

$$G'' + (h - 2\Theta'\cos 2\eta)G = 0\,, \tag{29}$$

причем $h = \delta + \dfrac{\bar{\mu}_n^2\bar{c}^2}{2}$; $\quad \Theta' = -\dfrac{\bar{\mu}_n^2\bar{c}^2}{4} = -q$.

Так как при $\xi = 0$, $x = c\cos\eta$, $\quad -\pi\le\eta\le\pi$, $\quad$ то в точках $(0,\eta)$ и $(0;-\eta)$ имеем

$$V(0;-\eta) = V(0;\eta)\,, \tag{30}$$

что обеспечивает непрерывность температуры в точке $(X;0)$. Таким же образом получаем из (31) условие

$$\frac{\partial}{\partial\xi}[V(\xi\,;\eta)]_{\xi\to 0} = -\frac{\partial}{\partial\xi}[V(\xi\,;-\eta)]_{\xi\to 0}\,, \tag{31}$$

которое выражает непрерывность теплового потока в точке.

Решение уравнения Матье (26) с учетом (30) и (31) представляется в виде

$$V(\xi\,;\eta) = Ce_m(\xi)\cdot ce_m(\eta)\,. \tag{32}$$

Это решение должно удовлетворять условию периодичности с периодом $V(\xi\,;\eta + 2\pi) = V(\xi\,;\eta)$.

Собственные функции Ce_m; ce_m должны удовлетворять условиям (30)-(32) и уравнению (5), поэтому они выбираются в качестве решения уравнений (28), (29).

С учетом указанных условий имеем представление

$$V(\xi\,;\eta) = \sum_{m=1}^{\infty} x_m^{(n)}\,Ce_{2m}(\xi)\,ce_{2m}(\eta)\,. \tag{33}$$

Вместо бесконечного ряда возьмем сумму первых слагаемых, в результате чего

$$V(\xi\,;\eta) = \sum_{m=1}^{N} x_m^{(N)}\,Ce_{2m}(\xi)\,ce_{2m}(\eta)\,. \tag{34}$$

После подстановки (34) в граничное условие (25) получим

$$\{[(\mathrm{ch}\,\xi_0 - \lambda\,\mathrm{sh}\,\xi_0)\cos 2\eta - \mathrm{ch}\,\xi_0 - \lambda\,\mathrm{sh}\,\xi_0\,]\sum_{m=1}^{N} x_m^{(N)}\,Ce'_{2m}(\xi_0)\,\times$$

$$\times\,ce_{2m}(\eta) + (\lambda\,\mathrm{ch}\,\xi_0 - \mathrm{sh}\,\xi_0)\sin 2\eta\sum_{m=1}^{N} x_m^{(N)}Ce_{2m}(\xi_0)\,ce'_{2m}(\eta)]\,\times$$

$$\times\,(\cos\eta - p) = \gamma\cos 2\eta\,(\mathrm{ch}\,2\xi_0 - \cos 2\eta)\sum_{m=1}^{N} x_m^{(N)}Ce_{2m}(\xi_0)\,ce_{2m}(\eta) + \tag{35}$$

$$+\,\Gamma_n\cos 2\eta\,(\mathrm{ch}\,2\xi_0 - \cos 2\eta)\,,$$

где

$$\Gamma_n = \gamma\bar{\Theta}_2\,,$$

$$\bar{\Theta}_2 = \bar{\Theta}_2^{(n)} = A\,\{(\cos\bar{\mu}_n + \frac{B_{ir}}{\bar{\mu}_n}\sin\bar{\mu}_n)[(1 - \frac{2}{\bar{\mu}_n^2})\sin\bar{\mu}_n +$$

$$+\frac{2}{\bar{\mu}_n}\cos\bar{\mu}_n\,] + 2\left(\sin\bar{\mu}_n - \frac{B_{ir}}{\bar{\mu}_n}\cos\bar{\mu}_n\right)\left(\frac{\sin\bar{\mu}_n}{\bar{\mu}_n} - \cos\bar{\mu}_n\right)\frac{B_{ix} - B_{ir}}{B_{ix} + B_{ir} + 2B_{ir}\cdot B_{ix}} + \tag{36}$$

$$+\frac{2B_{ir}\cdot B_{ix} + 3(B_{ir} + B_{ix}) + 4}{B_{ix} + B_{ir} + 2B_{ir}\cdot B_{ix}}\left(\cos\bar{\mu}_n + \frac{B_{ir}}{\bar{\mu}_n}\sin\bar{\mu}_n\right)\sin\bar{\mu}_n\,\}.$$

Коэффициенты разложения $x_m^{(N)}$ определяются из граничного условия (35), т.е. в результате решения конечной системы линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов $x_m^{(N)}$ ($m = 1,2...N$; $N = 1,2...$). После того как вычислены коэффициенты, можно из уравнения (34) определить значения $V(\xi;\eta)$ в любой внутренней точке $(\xi;\eta)$ эллипса. Так как $V(\xi;\eta) = \bar{U}(\bar{x},\bar{y})$, а $\bar{U}(\bar{x},\bar{y})$, в свою очередь, является коэффициентом разложения в ряд Фурье функции Θ_1 по полной системе собственных функций $K(\bar{\mu}_n, \bar{z})$ задачи Штурма-Лиувилля, то функция Θ_1 представляется рядом Фурье /5/:

$$\Theta_1 = \sum_{n=1}^{\infty}\bar{U}_n K(\bar{\mu}_n;\bar{z}). \tag{37}$$

Таким образом, общее решение уравнения (1) будет иметь следующий вид:

$$\Theta = \Theta_1 + \Theta_2 = \sum_{n=1}^{\infty}\bar{U}_n K(\bar{\mu}_n;\bar{z}) + A\bar{z}^2 + B\bar{z} + C. \tag{38}$$

С использованием известных таблиц для вычислений функций Матье /6/ можно осуществить численную реализацию полученных аналитических результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Готтер Г. Направление и охлаждение электрических машин. Госэнергоиздат, М.-Л., 1961, с.264.
2. Санников Д.П. Приближенные методы расчета двухмерного температурного поля в обмотках и сердечниках электрических машин. Известия Томского политехнического института, Томск, 1964, с.138.
3. Фукс Г.Н., Логинов В.С. Электротехника, 1971, №12, с.10-11.
4. Эккерт Э.Р., Дрейк Р.М. Теория тепло- и массообмена. Госэнергоиздат, М.-Л., 1961, с.680.
5. Беляев Н.М., Рядко А.А. Методы теории теплопроводности. "Высшая школа", М., 1982, ч.1, с.280.
6. Таблицы для вычислений функций Матье. Выч. центр АН СССР (вып. 42), М., 1967, с.280.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 марта 1985 года

Саркисян Г.Х. и др. P11-85-218
Температурное поле анизотропного цилиндра

Рассматривается решение задачи распределения температуры внутри анизотропного цилиндра. Решение стационарного уравнения теплопроводности в цилиндре получается аналитически, в виде ряда по собственным функциям, где собственными функциями являются обычные и модифицированные функции Матье. Исследование температурного поля необходимо для определения местонахождения точки, имеющей наибольшую температуру, так как высокая температура изменяет свойства вещества (например, магнитную проницаемость).

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой.

Sarkiasian G.Kh. et al. P11-85-218
Temperature Field of Anisotropic Cylinder

The solution of problem of temperature distribution inside an anisotropic cylinder is considered. The solution of stationary heat conduction equation is obtained in the form of a series of eigenfunctions where the eigenfunctions are common and modified Mathieu functions. The analysis of temperature field is necessary for determining the cylinder point having the maximum temperature, since a high temperature changes the properties of material (for ezample, the magnetic penetrability).

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985