УДК 539.3

Босаков С.В.

МЕТОД РИТЦА В КОНТАКТНЫХ ЗАДАЧАХ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ

1. Рассмотрим стержень или пластинку, лежащую без трения на линейно - деформируемом основании [1] под действием внешней нагрузки $q(x,y)$. Предположим, что на контакте между ними могут возникать только нормальные напряжения $p(x,y)$. Дифференциальное уравнение равновесия для изгибаемых стержня или пластинки на упругом основании запишем так

$$A\cdot w = f\,, \tag{1.1}$$

где A - некоторый дифференциальный оператор, равный:

$A = \dfrac{d^4}{dx^4}$ - для стержня;

$A = \dfrac{\partial^4}{\partial x^4} + 2\dfrac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \dfrac{\partial^4}{\partial y^4}$ - для пластинки в прямоугольных координатах;

$$A = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial}{r\partial r} + \frac{\partial^2}{r^2 \partial\theta^2}\right)\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial}{r\partial r} + \frac{\partial^2}{r^2 \partial\theta^2}\right) -$$

для пластинки в полярных координатах;

w - прогибы стержня или пластинки, равные из условия совместности деформаций осадкам упругого основания;

f - правая часть, зависящая от жесткости стержня или пластинки, внешней нагрузки и контактных напряжений.

К. Ректорисом [2] показано, что при представлении решения (1.1) методом Ритца в форме ряда

$$w = \sum_{k=1}^{n} a_k w_k\,, \tag{1.2}$$

где w_k - базисная функция, удовлетворяющая требованиям полноты и линейной независимости; а неопределенные коэффициенты a_k находятся из системы линейных алгебраических уравнений

$$\begin{cases} (Aw_1,w_1)a_1 + (Aw_1,w_2)a_2 + \ldots + (Aw_1,w_n)a_n = (f,w_1) \\ (Aw_2,w_1)a_1 + (Aw_2,w_2)a_2 + \ldots + (Aw_2,w_n)a_n = (f,w_2) \\ \ldots \\ (Aw_n,w_1)a_1 + (Aw_n,w_2)a_2 + \ldots + (Aw_n,w_n)a_n = (f,w_n) \end{cases} \tag{1.3}$$

Здесь (Aw_k, w_l) - скалярное произведение [2].

Если принятая система базисных функций (1.2) ортогональна, то все побочные коэффициенты в (1.3) обращаются в нуль. Поэтому для решения поставленной задачи в качестве базисных функций примем собственные функции уравнения изгибных колебаний стержня или пластинки

$$A\cdot w - \lambda^4\cdot w = 0 \tag{1.4}$$

при соответствующих граничных условиях.

Ранее А. И. Цейтлиным подобное представление (1.4) позволило эффектно решить ряд контактных задач [3].

Если стержень длиной 2ℓ со свободными концами лежит на упругом основании в условиях плоской задачи теории упругости, то в качестве базисных функций целесообразно принять [4]

$$w_i(x) = A_i\left(\frac{ch\lambda_i x/\ell}{ch\lambda_i} + \frac{\cos\lambda_i x/\ell}{\cos\lambda_i}\right) + B_i\left(\frac{sh\mu_i x/\ell}{sh\mu_i} + \frac{\sin\mu_i x/\ell}{\sin\mu_i}\right),\quad |x| \le \ell \tag{1.5}$$

$$th\lambda_i + tg\lambda_i = 0;\quad th\mu_i - tg\mu_i = 0\,.$$

Если стержень со свободными концами лежит на упругом основании в условиях пространственной задачи теории упругости, то, считая его не изгибаемым в поперечном направлении [5], для базисных функций также необходимо принять представление (1.5).

Для круглой пластинки радиуса b со свободными краями в условиях осесимметричного изгиба [3]

$$w_i(r) = J_0\!\left(\lambda_i \frac{r}{b}\right) + \frac{J_1(\lambda_i)}{I_1(\lambda_i)} I_0\!\left(\lambda_i \frac{r}{b}\right),\quad r \le b\,, \tag{1.6}$$

где собственные числа λ_i определятся из трансцендентного уравнения

$$J_0(\lambda_i)I_1(\lambda_i) + J_1(\lambda_i)I_0(\lambda_i) = \frac{2}{\lambda_i}(1-\nu_p)J_1(\lambda_i)I_1(\lambda_i)\,.$$

Здесь ν_p - коэффициент Пуассона пластинки.

Перед решением системы (1.3) необходимо найти связь между контактными напряжениями $p(x,y)$ и принятыми базисными функциями $w_i(x,y)$. В общем случае для пространственной задачи для этого нужно решить интегральное уравнение

$$a_k w_k(x,y) = \iint_s K(x-\xi, y-\eta)\,p(\xi,\eta)\,d\eta\, d\xi\,, \tag{1.7}$$

где $K(x,y)$ - функция Грина линейно-деформируемого основания.

Решение (1.7) можно представить в виде [6]

$$p(x,y) = \sum_{l=1}^{\infty}\sum_{k=1}^{\infty} a_k \alpha_{ik} F_i(x,y)\,, \tag{1.8}$$

где α_{ik} - элементы некоторой матрицы;

$F_i(x,y)$ - принятая система ортогональных полиномов для распределения контактных напряжений.

С учетом (1.8) система (1.3) становится полностью заполненной и ее решение позволяет найти коэффициенты при базисных функциях (1.2), откуда их дифференцированием по известным формулам определяются усилия и напряжения по формуле (1.8).

2. Численная реализация предлагаемого подхода проведена на осесимметрично нагруженной кольцевой пластинке $(a \le r \le b)$. Решение уравнения осесимметричных колеба-

Босаков Сергей Владимирович. *Д.т.н., профессор каф. строительной механики Белорусской государственной политехнической академии.*
Беларусь, БГПА, 220027, г. Минск, пр. Ф.Скорины 65.

ний такой кольцевой пластинки (1.4) имеет вид [7]

$$w(r)=C_1J_0(\lambda\frac{r}{b})+C_2Y_0(\lambda\frac{r}{b})+C_3I_0(\lambda\frac{r}{b})+C_4K_0(\lambda\frac{r}{b}) \tag{2.1}$$

где $J_n(z)$ - функция Бесселя первого рода [7];

$Y_n(z)$ - функция Бесселя второго рода [7];

$I_n(z), K_n(z)$ - функции Бесселя мнимого аргумента[7];

$C_i(i=1,2,3,4)$ - постоянные коэффициенты, определяемые из граничных условий.

Радиальные поперечная сила Q_r и изгибающий момент M_r в кольцевой пластинке цилиндрической жесткости D при условии (2.1) равны

$$Q_r(r)=-D\frac{\lambda^3}{b^3}\left[C_1J_1(\lambda\frac{r}{b})+C_2Y_1(\lambda\frac{r}{b})+C_3I_1(\lambda\frac{r}{b})-C_4K_1(\lambda\frac{r}{b})\right]$$

$$M_r(r)=DC_1\frac{\lambda^2}{b^2}\left[J_0(\lambda\frac{r}{b})-(1-\nu)\frac{b}{\lambda r}J_1(\lambda\frac{r}{b})\right]+$$
$$+DC_2\frac{\lambda^2}{b^2}\left[Y_0(\lambda\frac{r}{b})-(1-\nu)\frac{b}{\lambda r}Y_1(\lambda\frac{r}{b})\right]-$$
$$-DC_3\frac{\lambda^2}{b^2}\left[I_0(\lambda\frac{r}{b})-(1-\nu)\frac{b}{\lambda r}I_1(\lambda\frac{r}{b})\right]+$$
$$+DC_4\frac{\lambda^2}{b^2}\left[K_0(\lambda\frac{r}{b})-(1-\nu)\frac{b}{\lambda r}K_1(\lambda\frac{r}{b})\right] \tag{2.2}$$

Выполнение статических граничных условий на свободных краях кольцевой пластинки для M_r и Q_r при $r=a,b$ позволяет найти совокупность собственных чисел λ_i из равного нулю определителя F и затем собственные функции (1.2).

Таким образом, прогибы кольцевой пластинки представляем в виде ряда

$$w(r)=w_1+\sum_{i=2}^{\infty}C_{1i}\Big[J_0(\lambda_i\frac{r}{b})+\frac{C_{2i}}{C_{1i}}Y_0(\lambda_i\frac{r}{b})+$$
$$+\frac{C_{2i}}{C_{1i}}I_0(\lambda_i\frac{r}{b})+\frac{C_{4i}}{C_{1i}}K_0(\lambda_i\frac{r}{b})\Big] \tag{2.3}$$

где w_1 является постоянной, соответствует случаю абсолютно жесткого кольцевого штампа и собственному значению $\lambda_1=0$;

$\frac{C_{ni}}{C_{1i}}(n=2,3,4)$ - определяются из граничных условий для (2.2).

Пусть функция Грина упругого линейно - деформируемого основания может быть представлена в виде [8]

$$K(r,\rho)=\frac{1-\upsilon_0^2}{\pi E_0}\left\{\frac{1}{R}+\frac{1}{h}\int_0^{\infty}[L(u)-1]J_0\left(\frac{u}{h}R\right)du\right\},$$
$$R=\sqrt{r^2-2r\rho\cos\theta+\rho^2}, \tag{2.4}$$

где h - некоторый линейный размер;

E_0,ν_0 - упругие постоянные основания.

$L(u)$ - трансцендентная функция, зависящая от вида упругого основания.

Рассмотрим интегральное уравнение для кольцевой осесимметрично нагруженной пластинки [9], прогибы которой описываются одной из собственных функций (2.3)

$$w_i(r)=\int_0^{2\pi}\int_a^b\rho p(\rho)K(r,\rho)d\rho d\theta. \tag{2.5}$$

После интегрирования (2.5) по θ с учетом соотношения [7]

$$J_0(mR)=J_0(mr)J_0(m\rho)+2\sum_{k=1}^{\infty}J_k(mr)J_k(m\rho)\cos m\theta$$

получаем

$$w_i(r)=\frac{1-\nu_0^2}{\pi E_0}\int_a^b\rho p(\rho)\times$$
$$\times\left\{4\frac{K\left(\frac{2\sqrt{\rho r}}{\rho+r}\right)}{\rho+r}+\frac{2\pi}{h}\int_0^{\infty}[L(u)-1]J_0(u\frac{\rho}{h})J_0(u\frac{r}{h})du\right\}d\rho \tag{2.6}$$

где $K(z)$ - полный эллиптический интеграл [7].

В (2.6) выполним подстановку [9]

$$r=ae^{\frac{1+t}{\omega}};\ \rho=ae^{\frac{1+x}{\omega}};\ \omega=\frac{2}{\ln(b/a)} \tag{2.7}$$

и представим распределение реактивных напряжений в виде

$$\psi(x)=\frac{\rho^{3/2}}{a^{3/2}}p(\rho). \tag{2.8}$$

В результате получаем исходное уравнение для решения

$$\sqrt{\frac{r}{a}}w_i(r)=\frac{2(1-\nu_0^2)}{\pi E_0}a\times$$
$$\times\int_{-1}^{1}\left\{4\frac{K\left(\frac{1}{ch z}\right)}{ch z}+\frac{\pi a}{h}e^{\frac{2+t+x}{2\omega}}\int_0^{\infty}[L(u)-1]J_0(u\frac{\rho}{h})J_0(u\frac{r}{h})du\right\}\psi(x)\frac{dx}{\omega}$$

$$F=\begin{vmatrix} J_1(\lambda) & Y_1(\lambda) & I_1(\lambda) & -K_1(\lambda) \\ J_1(\lambda\frac{a}{b}) & Y_1(\lambda\frac{a}{b}) & I_1(\lambda\frac{a}{b}) & -K_1(\lambda\frac{a}{b}) \\ J_0(\lambda)-dJ_1(\lambda) & Y_0(\lambda)-dY_1(\lambda) & I_0(\lambda)-dI_1(\lambda) & -K_0(\lambda)-dK_1(\lambda) \\ J_0(\lambda\frac{a}{b})-\frac{db}{a}J_1(\lambda\frac{a}{b}) & Y_0(\lambda\frac{a}{b})-\frac{db}{a}Y_1(\lambda\frac{a}{b}) & I_0(\lambda\frac{a}{b})-\frac{db}{a}I_1(\lambda\frac{a}{b}) & -K_0(\lambda\frac{a}{b})-\frac{db}{a}K_1(\lambda\frac{a}{b}) \end{vmatrix},\ d=(1-\nu_n)\lambda^{-1}$$

$$z = \frac{t - x}{2\omega}. \tag{2.9}$$

Согласно [9] принимаем

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{1 - x^2}} \sum_{n=0}^{\infty} B_n T_n(x); \tag{2.10}$$

$$4\frac{K\left(\dfrac{1}{chz}\right)}{chz} + \frac{\pi a}{h} e^{\frac{2+t+x}{2\omega}} \int_0^{\infty} [L(u) - 1] J_0(u\frac{\rho}{h}) J_0(u\frac{r}{h}) du =$$

$$- ln\left|\frac{t - x}{\omega}\right| + \sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty} E_{mn}\left(\frac{b}{h}, \omega\right) T_m(x) T_n(t), \tag{2.11}$$

где $T_m(x)$ - полином Чебышева первого рода [7].

После интегрирования (2.9)по переменной x с учетом спектрального соотношения [1]

$$\int_{-1}^{1} ln|t - x| \frac{T_m(x)}{\sqrt{1 - x^2}} dx = -\pi ln 2; \quad m = 0.$$

$$= -\frac{\pi}{m} T_m(t), \quad m = 1, 2, ...,$$

получаем уравнение относительно переменной t. Умножаем все члены этого уравнения на $T_n(t)dt \Big/ \sqrt{1 - t^2}, n = 0, 1, 2, ...$ и интегрируем в пределах ($-1 \le t \le 1$). Получаем систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов B_n представления (2.10). Ее можно записать в следующем матричном виде

$$[E][B] = \frac{E_0}{2\pi(1 - \nu_0^2)a}[A]$$

или

$$\begin{bmatrix} E_{00} + ln 2\omega & \frac{1}{2}E_{10} & \frac{1}{2}E_{20} & \frac{1}{2}E_{30}... \\ \frac{1}{2}E_{01} & \frac{1}{2} + \frac{1}{4}E_{11} & \frac{1}{4}E_{21} & \frac{1}{4}E_{31}... \\ \frac{1}{2}E_{02} & \frac{1}{4}E_{12} & \frac{1}{4} + \frac{1}{4}E_{22} & \frac{1}{4}E_{32}... \\ ... & & & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_0 \\ B_1 \\ B_2 \\ ... \end{bmatrix} =$$

$$= \frac{E_0}{2\pi(1 - \nu_0^2)a} \begin{bmatrix} A_{1i} \\ A_{2i} \\ A_{3i} \\ ... \end{bmatrix}$$

$$A_{k0} = \pi\omega e^{\frac{1}{2\omega}} I_k(\frac{1}{2\omega}); \tag{2.12}$$

$$A_{ik} = \omega e^{\frac{1}{2\omega}} \int_{-1}^{1} \left[\begin{matrix} J_0(\lambda_k \frac{a}{b} e^{\frac{1+t}{2\omega}}) + \gamma_{1k} Y_0(\lambda_k \frac{a}{b} e^{\frac{1+t}{2\omega}}) + \gamma_{2k} I_0(\lambda_k \frac{a}{b} e^{\frac{1+t}{2\omega}}) + \\ \gamma_{3k} K_0(\lambda_k \frac{a}{b} e^{\frac{1+t}{2\omega}}) \end{matrix} \right] e^{\frac{t}{2\omega}} \frac{T_i(t)}{\sqrt{1 - t^2}} dt$$

$$\gamma_{1k} = \frac{C_{2k}}{C_{1k}}; \gamma_{2k} = \frac{C_{3k}}{C_{1k}}; \gamma_{3k} = \frac{C_{4k}}{C_{1k}}.$$

Интеграл в (2.12) брался численно по квадратурной формуле, используя нули полиномов Чебышева первого рода [10]. Решение системы (2.12) для всех собственных функций дает возможность получить связь между коэффициентами разложений (1.2) и (2.10) в следующем виде

$$B_k = \sum_{i=0} \alpha_{ik} A_i, \tag{2.13}$$

где коэффициенты α_{ik} являются элементами матрицы

$[\alpha] = [E]^{-1}$ (2.14)

Таким образом, распределение контактных напряжений (2.10) дается формулой

$$p(r) = \left(\frac{a}{r}\right)^{\frac{3}{2}} \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{i=0}^{\infty} \alpha_{i+1,n+1} A_i \frac{T_n(\omega ln\frac{r}{a} - 1)}{\sqrt{1 - (\omega ln\frac{r}{a} - 1)^2}} \tag{2.15}$$

И скалярные произведения (1.3) получаются

$$(p(r), w_1) = \frac{E_0 a}{2(1 - \nu_0^2)\omega} A_1 e^{\frac{1}{2\omega}} \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_{n+1,1} I_n(\frac{1}{2\omega})$$

$$(p(r), w_j) = \frac{E_0 a}{2\pi(1 - \nu_0^2)\omega} e^{\frac{1}{2\omega}} \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{i=0}^{\infty} \alpha_{n+1,i} A_i \int_{-1}^{1} \frac{e^{\frac{t}{2\omega}} T_n(t)}{\sqrt{1 - t^2}}) \times$$

$$\times [J_0(\lambda_j \frac{a}{b} e^{\frac{1+t}{2\omega}}) + \gamma_{1j} Y_0(\lambda_j \frac{a}{b} e^{\frac{1+t}{2\omega}}) + \gamma_{2j} I_0(\lambda_j \frac{a}{b} e^{\frac{1+t}{2\omega}}) +$$

$$+ \gamma_{3j} K_0(\lambda_j \frac{a}{b} e^{\frac{1+t}{2\omega}})] dt \tag{2.16}$$

причем последний интеграл в (2.16) берется численно подобно (2.12).

Свободные члены системы уравнений К. Ректориса (1.3) определяются в зависимости от вида внешней нагрузки на пластинку. Для действия на пластинку равномерно распределенной нагрузки q, например, они равны

$$(f, w_1) = \frac{1}{D} \int_0^{2\pi} \int_a^b q(r) w_1 r dr d\theta = \frac{\pi q}{D}(b^2 - a^2);$$

$$(f, w_i) = \frac{2\pi q}{D}\{\frac{b^2}{\lambda_i}[J(\lambda_{i1}) + \gamma_{1i} Y_1(\lambda_i) +$$

$$+ \gamma_{2i} Y_1(\lambda_i) + \gamma_{3i} Y_1(\lambda_i)] - \frac{ab}{\lambda_i}[J(\lambda_{i1}\frac{a}{b}) + \tag{2.17}$$

$$+ \gamma_{1i} Y_1(\lambda_i \frac{a}{b}) + \gamma_{2i} Y_1(\lambda_i \frac{a}{b}) + \gamma_{3i} Y_1(\lambda_i \frac{a}{b})]\}$$

На этом этапе расчета возможно получить решение для жесткого кольцевого штампа. При этом необходимо учесть только одно собственное число $\lambda_1 = 0$ и поэтому на основании (2.16) и (2.17) осадка кольцевого штампа, загруженного равномерно распределенной нагрузкой q получается в таком виде

$$w_1 = A_1 = \frac{qa(1-v_0^2)}{E_0}\left(\frac{b^2}{a^2}-1\right)\frac{\omega e^{-\frac{1}{2\omega}}}{\sum\limits_{n=0}^{\infty}\alpha_{n+1,1}I_n\left(\frac{1}{2\omega}\right)} \qquad (2.18)$$

3. Численные результаты приведем для кольцевой пластинки с данными

$$a = 0.5b;\ v_p = 1/6;\ \frac{E_0 b^3}{2\pi(1-v_0^2)D} = 5,$$

лежащей на упругом слое конечной толщины $h = b$, шарнирно сцепленным с жестким основанием. В этом случае [8] для (2.4) на основании асимптотических свойств представим

$$L(u) - 1 = e^{-2u}\sum_{k=0}^{\infty} b_k u^k,$$

$$b_0 = -1; b_1 = -1.5; b_2 = -1; b_3 = -1/3;$$

$$b_4 = 0; b_5 = 1/18; b_6 = 1/45; \ldots$$

что позволяет представить

$$\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty}[L(u)-1]J_0\left(\frac{u}{h}\sqrt{r^2-2r\rho\cos\theta+\rho^2}\right)d\theta du =$$

$$2\pi\sum_{k=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty} b_k \frac{(k+2m)!}{2^{k+1}(m!)^2}\left(1-\frac{\rho^2}{r^2}\right)^m P_m\left(\frac{\rho^2+r^2}{\rho^2-r^2}\right)\left(-\frac{r^2}{16h^2}\right)^m$$

где $P_m(z)$ - полином Лежандра [7].

В процессе вычислений на ПЭВМ получено для 5 членов разложения (1.2) и 10 членов разложения (2.10)

i	λ_i	γ_{1i}	γ_{2i}	γ_{3i}
2	3.087622938	0.31181586	−0.08516220	1.368944030
3	9.626189261	0.27064160	−0.00010407	−49.433663
4	15.80578056	0.14282070	−0.000000204	1124.023747
5	22.06005009	0.10122185	0.0	−26180.648

$$[E] = \begin{vmatrix} 1.53789 & 0.06073 & 0.03001 & 0.00693\ldots \\ 0.06073 & 0.09241 & 0.01058 & 0.00235\ldots \\ 0.03001 & 0.01058 & 0.04208 & 0.00195\ldots \\ 0.00693 & 0.00235 & 0.00195 & 0.03710\ldots \end{vmatrix};$$

$$\frac{D}{qb^4}[A]^T = \begin{vmatrix} 0.03335 & -0.00603 & 0.00101 & 0.00038 & 0.00002 \end{vmatrix}$$

$$\frac{1}{q}[B]^T = \begin{vmatrix} 0.10695 & 0.09211 & 0.00242 & -0.00837 & -0.00314 & -0.00007 & 0.00010 \end{vmatrix}$$

Контролем правильности и точности полученных результатов будет проверка уравнения равновесия, которая в нашем случае дает

$$\int_0^{2\pi}d\theta\int_a^b p(r)rdr = 2\pi a^2\frac{e^{\frac{1}{2\omega}}}{\omega}\sum_{m=0}^{10}B_m I_m\left(\frac{1}{2\omega}\right) = 0.75qb^2$$

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Развитие теории контактных задач в СССР. Под. ред. Л.А. Галина. М.: Наука. – 1976. – С. 493.
2. Ректорис К. Вариационные принципы в математической физике и технике. М.: Мир. – 1985. – С. 589.
3. Цейтлин А.И. Прикладные методы решения краевых задач строительной механики. М.: Стройиздат. – 1984. – С. 334.
4. Фаддеева В.Н. О фундаментальных функциях оператора X^{IV}. Труды математического института АН СССР. Т.28б1949. – С.157-159.
5. Горбунов-Посадов М.И., Маликова Т.А., Соломин В.И. Расчет конструкций на упругом основании. М.: Стройиздат. – 1984. – С. 679.
6. Босаков С.В. Вариационный подход к решению контактной задачи для упругой полуплоскости. ПМ, т.30. - N7. – 1994. – С. 70-73.
7. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: ФМ. – 1963. – С. 1097.
8. Ворович И.М., Александров В.М., Бабешко В.А. Неклассические смешанные задачи теории упругости. М.: Наука. – 1974. – С. 455.
9. Александров В.М. Осесимметричная задача о действии кольцевого штампа на упругое полупространство. МТТ. – 1967. – С.108-116.
10. Абрамович М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. М.: Наука. – 1979. – С. 830.

УДК 621.791

Вагин В.В.

КОНТРОЛЬ НАРУШЕНИЙ ТЕРМИЧЕСКОГО ЦИКЛА ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ СВАРКИ ТЕПЛОУСТОЙЧИВЫХ СТАЛЕЙ МАГНИТНЫМИ МЕТОДАМИ

На основе исследований магнитных характеристик теплоустойчивой стали 12Х1МФ в зонах сплавления и термического влияния при различных режимах электродуговой сварки предложен новый подход для оценки качества и прогнозирования долговечности эксплуатации сварных соединений паропроводов на основе магнитной структуроскопии.

Из теплоустойчивых сталей перлитного класса наиболее применяемые в энергомашиностроении являются хромомолибденованадиевые стали, которые идут на изготовление энергетического оборудования атомных и тепловых электростанций, парогенераторов, трубопроводов высокого давления, предназначенного для работы в условиях длительного приложения нагрузки при высоких температурах. При этом сварные соединения работают в условиях ползучести и цик-

Вагин Валерий Васильевич. Аспирант Могилевского государственного технического университета. Беларусь, МГТУ, 212005, г. Могилев, ул. Ленина 70.