ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1979

Seria: MATEMATYKA-FIZYKA z. 36 Nr kol. 626

Piotr BEDNORZ

ZASTOSOWANIE FIZYKALNIE NIELINIOWEJ TEORII NAPRĘŻEŃ CIEPLNYCH W OŚRODKACH GRAFITOWYCH

II. ANALITYCZNY OPIS KRZYWYCH ODKSZTAŁCENIA

Streszczenie. W pracy zaproponowano ciągi iteracyjnych równań konstytutywnych, które opisują zależności między tensorami naprężeń i odkształceń; równania te przedstawiają nieliniowe związki Kauderera.

1. Wstęp

Równania konstytutywne dla ośrodków grafitowych zostały zaproponowane dopiero niedawno, por. [8], [10]. Pierwsze próby opisu zachowania się takich ośrodków - z punktu widzenia mechaniki ośrodków ciągłych - sugerowały wykorzystanie teorii fizykalnie nieliniowej Kauderera. Teoria fizykalnie nieliniowa może być rzeczywiście wykorzystana, lecz jedynie jako pierwsze przybliżenie, w którym pomija się wiele wpływów, m.in. anizotropii. W pracach [8], [9], [10] zaproponowano pewną modyfikację teorii Kauderera. Wprowadzono tam pewną funkcję intensywności odkształceń, niezależną od stanu naprężeń i od kierunku obciążeń. Bardzo głębokie ujęcie teorii fizykalnie nieliniowych znajduje się w monografiach [11], [12]. W przedstawionej tutaj pracy ze względu na złożony charakter równań konstytutywnych - wprowadzono ciągi iteracyjne tych równań; doprowadziło to do ciągu równań przedstawionych przez Kauderera.

2. Równania konstytutywne

Badania doświadczalne wykazują, że dla ośrodków grafitowanych nie są spełnione założenia teoretyczne fizykalnie nieliniowej teorii Kauderera, por. [4], [7], [8]. Doświadczalnie nie możemy więc potwierdzić dwóch następujących założeń teoretycznych.

1° Wymagana jest zgodność kierunków tensora podobieństwa naprężenia $\hat{S}_{ij}$ i odkształcenia $\hat{e}_{ij}$

$$\hat{S}_{ij} = \hat{e}_{ij}, \tag{2.1}$$

gdzie:

$$\hat{s}_{ij} = \frac{s_{ij}}{\sigma_{(i)}}, \quad \hat{e}_{ij} = \frac{e_{ij}}{\varepsilon_{(i)}}. \tag{2.1}$$

2^{o} Żądamy, aby zależności $\sigma_{(i)} = \sigma_{(i)}(\varepsilon_{(i)})$, $\sigma_o = \sigma_o(\varepsilon_o)$ miały charakter niezmienniczy względem dowolnego stanu naprężenia; warunek 2^{o} zapisujemy zwykle w postaci

$$\frac{\sigma_{(i)}}{\varepsilon_{(i)}} = 2G(\varepsilon_{(i)}), \quad \frac{\sigma_o}{\varepsilon_o} = 3K(\varepsilon_o), \tag{2.2}$$

lub w postaci zależności odwrotnych, w stosunku do (2.2)

$$\frac{\varepsilon_{(i)}}{\sigma_{(i)}} = \frac{1}{2G(\sigma_{(i)})}, \quad \frac{\varepsilon_o}{\sigma_o} = \frac{1}{3K(\sigma_o)}. \tag{2.2}$$

Opierając się na wynikach badań doświadczalnych (por. [7], [8], [12]), przyjmujemy dla ośrodków grafitowych warunek 2^{o} w postaci zmodyfikowanej; warunek 1^{o}, mimo iż nie jest w pełni spełniony, przyjmujemy w postaci niezmienionej, por. równanie (2.1). Przyjmujemy więc:

1^{o} $\hat{s}_{ij} = \hat{e}_{ij}$

2^{o} Funkcje $\sigma_o(\varepsilon_o)$, $\eta_{\Sigma}(\varepsilon_{(i)})$, $\varepsilon_o(\sigma_o)$, $\varepsilon_{(i)}(\eta_{\Sigma})$ nie zależą od stanu naprężeń i odkształceń.

Funkcja $\eta_{\Sigma}(\varepsilon_{(i)})$ jest określona wzorem

$$\eta_{\Sigma}(\varepsilon_{(i)}) = \sqrt{3/2}\,\sigma_{(i)}\varkappa + (1-\varkappa)\sigma_1, \tag{2.3}$$

gdzie: σ_1 jest maksymalną składową naprężeń głównych, $\varkappa$ - określamy jako wartość graniczną ilorazu σ_r/σ_s, gdzie σ_r - naprężenie przy jednoosiowym rozciąganiu, a σ_s - naprężenie przy jednoosiowym ściskaniu. Badania doświadczalne, por. [8], [12], potwierdzają niezmienniczy charakter funkcji $\eta_{\Sigma}(\varepsilon_{(i)})$.

Naprężenia główne σ_1 można przedstawić w postaci

$$\sigma_1 = \hat{s}_1\sigma_{(i)} + \sigma_o. \tag{2.4}$$

Po uwzględnieniu w równaniu (2.3) równania (2.4) uzyskamy

$$\eta_{\Sigma}(\varepsilon_{(i)}) = \varkappa\sqrt{3/2}\,\sigma_{(i)} + (1-\varkappa)\hat{s}_1\sigma_{(i)} + (1-\varkappa)\sigma_o,$$

skąd przyjmując, że $\hat{S}_1 = \hat{e}_1$ - por. zał. 1° - otrzymamy

$$\sigma_{(i)} = \frac{\eta_{\Sigma} - (1-\varkappa)\sigma_o}{\varkappa\sqrt{3/2} + (1-\varkappa)\hat{e}_1}, \tag{2.5}$$

Dalej otrzymujemy

$$\frac{\sigma_{(i)}}{\varepsilon_{(i)}} = \overline{2G}(\varepsilon_{(i)}, \varepsilon_o, \hat{e}_1) = \frac{\eta_{\Sigma}(\varepsilon_{(i)}) - (1-\varkappa)\sigma_o(\varepsilon_o)}{(\varkappa\sqrt{3/2} + (1-\varkappa)\hat{e}_1)\varepsilon_{(i)}}. \tag{2.5}$$

Z założeń 1° i 2° mamy

$$S_{ij} = e_{ij}\,\overline{2G}(\varepsilon_{(i)}, \varepsilon_o, e_1), \quad \sigma_o = 3K(\varepsilon_o)\varepsilon_o. \tag{2.6}$$

Przedstawiając tensor naprężeń jako sumę dewiatora i części kulistej, otrzymujemy:

$$\sigma_{ij} = e_{ij}\frac{\eta_{\Sigma}(\varepsilon_{(i)}) - (1-\varkappa)3K(\varepsilon_o)\varepsilon_o}{(\varkappa\sqrt{3/2} + (1-\varkappa)\hat{e}_1)\varepsilon_{(i)}} + \delta_{ij}\varepsilon_o(3K(\varepsilon_o)). \tag{2.7}$$

Podstawiając

$$e_{ij} = \varepsilon_{ij} - \delta_{ij}\varepsilon_o, \tag{2.7}$$

po przekształceniach otrzymamy

$$\sigma_{ij} = \varepsilon_{ij}\frac{\eta_{\Sigma}(\varepsilon_{(i)}) - (1-\varkappa)3K(\varepsilon_o)\varepsilon_o}{(\varkappa\sqrt{3/2} + (1-\varkappa)\hat{e}_1)\varepsilon_{(i)}} - \delta_{ij}\varepsilon_o\left(3K(\varepsilon_o) - \frac{\eta_{\Sigma}(\varepsilon_{(i)}) - (1-\varkappa)3K(\varepsilon_o)\varepsilon_o}{(\varkappa\sqrt{3/2} + (1-\varkappa)\hat{e}_1)\varepsilon_{(i)}}\right) \tag{2.8}$$

W celu uzyskania relacji odwrotnej, tj. odkształcenie - naprężenie, funkcję odwrotną do funkcji $\eta_{\Sigma}(\varepsilon_{(i)})$ należy przyjąć w postaci

$$\varepsilon_{(i)} = \frac{\varepsilon_{(i)}(\eta_{\Sigma})}{\sigma_{(i)}}\sigma_{(i)} = \frac{\varepsilon_{(i)}(\sigma_{(i)}\varkappa\sqrt{3/2} + (1-\varkappa)\sigma_1)}{\sigma_{(i)}}, \tag{2.9}$$

Postępując analogicznie jak uprzednio, otrzymujemy

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\varepsilon_{(i)}(\eta_{\Sigma})\sigma_{ij}}{\sigma_{(i)}} + \frac{1}{3K(\sigma_o)} - \frac{\varepsilon_{(i)}(\eta_{\Sigma})}{\sigma_{(i)}}\,\delta_{ij}\sigma_o. \tag{2.10}$$

Równania (2.8), (2.10) możemy przedstawić w postaci

$$\sigma_{ij} = \varepsilon_{ij}\overline{2G}(\varepsilon_{(i)},\varepsilon_o,\hat{e}_1) + \delta_{ij}\varepsilon_o(3K(\varepsilon_o) - \overline{2G}(\varepsilon_{(i)},\varepsilon_o,\hat{e}_1)),$$

$$\varepsilon_{ij} = \sigma_{ij}\frac{1}{\overline{2G}(\sigma_{(i)},\sigma_o,\sigma_1)} + \delta_{ij}\sigma_o\frac{-1}{\overline{2G}(\sigma_{(i)},\sigma_o,\sigma_1)} + \frac{1}{3K(\sigma_o)} \tag{2.11}$$

Równania (2.11) są analogiczne do równań nieliniowej teorii Kauderera, ze względu jednak na to, że $\overline{2G} = \overline{2G}(\varepsilon_{(i)},\varepsilon_o,\hat{e}_1)$ jest funkcją nie tylko $\varepsilon_{(i)}$, nie możemy w pełni korzystać z tej teorii.

By umożliwić pełne wykorzystanie wyników teorii Kauderera, wprowadzamy tensor F_{ij} - określony jako tensor przybliżony; przyjmujemy, że

$$F_{ij} = F_{(i)}\hat{E}_{ij} + \delta_{ij}F_{kk}, \tag{2.12}$$

gdzie:

$$F_{(i)} = \eta\Sigma^{\sqrt{3/2}}, \quad \hat{E}_{ij} = \hat{S}_{ij}, \quad F_{kk} = \sigma_{kk}, \quad F_o = \sigma_o. \tag{2.12}$$

Z równości (2.12) i (2.3) mamy

$$F_{(i)} = \sigma_{(i)}\chi + m\sigma_{(i)}\hat{E}_1 + mF_o, \tag{2.13}$$

gdzie w równaniu (2.13) przyjęto $m = (1-\chi)/\sqrt{3/2}$.

Mnożąc (2.13) przez $\hat{S}_{ij}$ i dodając $1/3\,\delta_{ij}F_{kk}$, otrzymujemy

$$F_{ij} = (\chi + m\hat{E}_1)S_{ij} + mF_o\hat{E}_{ij} + \delta_{ij}F_o(1-\chi-m\hat{E}_1) \tag{2.14}$$

Wykorzystując rozbicie tensora σ_{ij} na część dewiatorową i kulistą, a także równanie $(2.12)_2$ otrzymamy po przekształceniach

$$\sigma_{ij} = F_{ij} + F_{ij}\left(\frac{1}{\chi + m\hat{E}_1}\left(1 - \frac{F_o m}{F_{(i)}}\right) - 1\right) +$$

$$- \delta_{ij}F_o\left(\frac{1}{\chi + m\hat{E}_1}\left(1 - \frac{F_o m}{F_{(i)}}\right) - 1\right). \tag{2.15}$$

Równanie (2.15) skrótowo możemy zapisać

$$\sigma_{ij} = F_{ij} + F_{ij}h(\hat{E}_1, F_o, F_{(i)}) - \delta_{ij}F_o(\hat{E}_1, F_o, F_{(i)}), \qquad (2.16)$$

Wykorzystując wzór (2.16), możemy powiązać tensor F_{ij} z działającym polem obciążeń

$$\sigma_{ij,j} + X_i = F_{ij,j} + F_{ij,j}h + F_{ij}h_{,j} - \delta_{ij}F_{o,j}h - \delta_{ij}F_o h_{,j} + X_i = 0,$$

$$(2.17)$$

$$\sigma_{ij}n_j = F_{ij}n_j + F_{ij}n_j h - F_o h\delta_{ij}n_j = \overset{*}{X}_i.$$

Dla tensorów F_{ij} i ε_{ij} wprowadzamy równania konstytutywne Kauderera w postaci

$$F_{ij} = \varepsilon_{ij}2G(\varepsilon_{(i)}) + (3K(\varepsilon_o) - 2G(\varepsilon_{(i)}))\varepsilon_o\delta_{ij},$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2G(F_{(i)})} + \frac{1}{3K(F_o)} - \frac{1}{2G(F_{(i)})}\, F_o\delta_{ij}. \qquad (2.18)$$

Rozpatrując jednoosiowe rozciąganie, stwierdzamy, że $F_{(i)} = \sigma_{(i)} = \sqrt{2/3}\,\sigma_x$. Wynika stąd, iż przyjęcie równości $\sigma_{ij} = F_{ij}$ i $h = 0$ jest równoznaczne z proponowanym przez W.J. Strokowa i W.N. Barabonowa (por. [12]) zastosowaniem zależności $\sigma_{(i)} = \sigma_{(i)}(\varepsilon_{(i)})$, $\varepsilon_{(i)} = \varepsilon_{(i)}(\sigma_{(i)})$ do budowy równań konstytutywnych typu Kauderera. Dalej zakładamy, że przyjmując $h = 0$, możemy wyznaczyć tensor $F_{ij} = \overset{(o)}{F}_{ij}$ i $\varepsilon_{ij} = \overset{(o)}{\varepsilon}_{ij}$, wykorzystując warunki równowagi w postaci (2.17) i równania konstytutywne (2.18); przyjmujemy również, że tensor $\overset{(o)}{F}_{ij}$ jest równy pierwszemu przybliżeniu tensora naprężeń $\overset{(o)}{\sigma}_{ij} = \overset{(o)}{F}_{ij}$.

Dalszych przybliżeń szukamy przyjmując

$$\overset{(n)}{F}_{ij} = \overset{(n)}{\varepsilon}_{ij}2G(\overset{(n)}{\varepsilon}_{(i)})\; 3K(\overset{(n)}{\varepsilon}_o) - 2G(\overset{(n)}{\varepsilon}_{(i)})\; \overset{(n)}{\varepsilon}_o\delta_{ij},$$

$$\overset{(n)}{\varepsilon}_{ij} = \frac{1}{2G(\overset{(n)}{F}_{(i)})}\overset{(n)}{F}_{ij} + \frac{1}{3K(\overset{(n)}{F}_o)} - \frac{1}{2G(\overset{(n)}{F}_{(i)})}\, \overset{(n)}{F}_o\delta_{ij}, \qquad (2.19)$$

$$\overset{(n)}{\sigma}_{ij} = \overset{(n)}{F}_{ij} + \overset{(n)}{F}_{ij}\overset{(n)}{h} - \delta_{ij}\overset{(n)}{F}_o\overset{(n)}{h}.$$

$$\overset{(n)}{F}_{ij} + \overset{(n-1)}{X}_i = 0,$$

$$\overset{(n)}{F}_{ij} n_j = \overset{(n-1)}{\mathcal{X}}_i ;$$

gdzie:

$$\overset{(n-1)}{X}_i = X_i + \overset{(n-1)}{F}_{ij,j} h + \overset{(n-1)}{F}_{ij}\overset{(n-1)}{h}_{,j} - \delta_{ij}\overset{(n-1)}{F}_{o,j}\overset{(n-1)}{h} - \delta_{ij}\overset{(n-1)}{F}_{o}\overset{(n-1)}{h},$$

$$\overset{(n-1)}{\mathcal{X}}_i = -\overset{(n-1)}{F}_{ij} n_j \overset{(n-1)}{h} - \delta_{ij} n_j \overset{(n-1)}{F}_{o}\overset{(n-1)}{h} + \mathcal{X}_i. \tag{2.20}$$

Można wykazać, że związki konstytutywne (2.11), (2.18) są równoważne; uzyskujemy to, wstawiając do równań (2.11) za σ_{ij} wyrażenie (2.16), a wtedy otrzymujemy (2.18).

Przy założeniu, że funkcje $\eta_{\Sigma}(\varepsilon_{(i)})$, $\sigma_o(\varepsilon_o)$ i funkcje odwrotne w pewnych przedziałach temperatur nie zależą w sposób jawny od temperatury, możemy dołączyć człony wynikające ze zmian temperatury, por. [3]; dla większości przypadków grafitu współczynnik rozszerzalności liniowej $\alpha(\theta)$ ($\alpha(\theta)$ - jest współczynnikiem średnim $\alpha_S(\theta)$ lub też $\alpha_H(\theta)$ - współczynnikiem w kierunku ułożenia warstw krystalicznych grafitu lub $\alpha_{\perp}$ - współczynnikiem w kierunku prostopadłym do nich) jest funkcją przyrostu temperatury, przedziałami liniową, por. [13], czyli $\alpha(\theta) = \theta a + b$.

Równania konstytutywne (2.18) po dołączeniu członów desypacyjnych mają postać

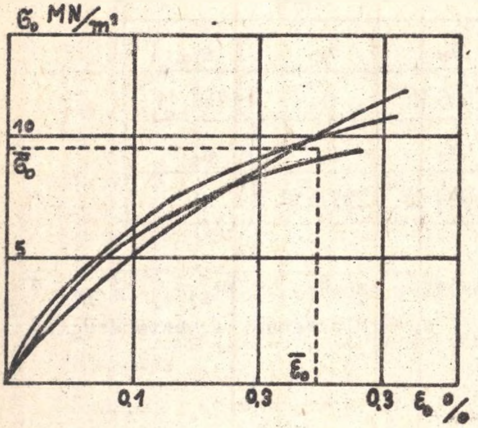
$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2G(F_{(i)})}F_{ij} + \frac{1}{3K(F_o)} - \frac{1}{2G(F_{(i)})}F_o\delta_{ij} + (a+b\theta)\delta_{ij}\theta, \tag{2.21}$$

$$F_{ij} = \varepsilon_{ij}2G(\varepsilon_{(i)}) + (3K(\varepsilon_o-(a+b\theta)\theta)(\varepsilon-(a+b\theta)\theta)\delta_{ij} - 2G(\varepsilon_{(i)})\varepsilon_o\delta_{ij}.$$

Równania (2.11) wzbogacone o czynnik termiczny są analogiczne do równań (2.21).

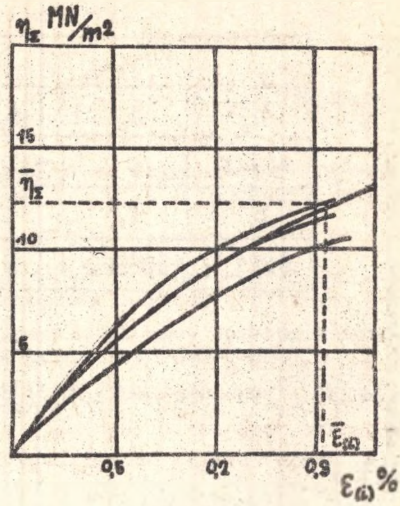
3. Aproksymacja wielomianowa

Wykresy przedstawione na rysunkach 1, 2, przedstawiają zależności $\sigma_o(\varepsilon_o)$, $\eta_{\Sigma}(\varepsilon_{(i)})$ dla grafitu ARW, por. [12]. Jeżeli odkształcenia w danej konstrukcji spełniają warunek $\varepsilon_o \in (0,\varepsilon_o) \wedge \varepsilon_{(i)} \in (0,\varepsilon_{(i)})$, to krzywe na ry-



Rys. 1

1 - dwuosiowe rozciąganie równomierne, 2 - dwuosiowe rozciąganie nierównomierne, 3 - jednoosiowe rozciąganie



Rys. 2

1 - jednoosiowe rozciąganie, 2 - jednoosiowe ściskanie, 3 - ścinania, 4 - dwuosiowe rozciąganie nierównomierne, 5 - dwuosiowe rozciąganie równomierne

sunkach 1, 2 możemy aproksymować wielomianami danego stopnia. Większość gatunków grafitu ma zbliżony przebieg krzywych odkształcenia do krzywych z rysunku 1, 2 odpowiadających grafitowi ARW; oczywiście występują tutaj różnice w wartościach liczbowych, lecz kształt krzywych jest podobny (liczne przykłady - por. [4], [7], [12]). Wystarczającą dokładność daje przyjęcie funkcji $\sigma_o(\varepsilon_o)$, $\eta_\Sigma(\varepsilon_{(i)})$ w postaci wielomianów trzeciego stopnia.

Równania konstytutywne z wykorzystaniem aproksymacji wielomianowej mają postać

$$\varepsilon_{ij} = F_{ij}(b_{1F}+b_{2F}F_{(i)}+b_{3F}F^2_{(i)}) + \delta_{ij}F_o(d_1+d_2F_o+d_3F_o^2-b_{1F}-b_{2F}F_{(i)}-b_{3F}F^2_{(i)})+$$

$$(a+b\Theta)\delta_{ij}\Theta,$$

$$F_{ij} = \varepsilon_{ij}(a_{1F}+a_{2F}\varepsilon_{(i)}+a_{3F}\varepsilon^2_{(i)})+\delta_{ij}(c_1+c_2(\varepsilon_o-(a+b\Theta)\Theta)+c_3(\varepsilon_o-(a+b\Theta)\Theta)^2$$

$$(\varepsilon_o-(a+b\Theta)\Theta) - \delta_{ij}\varepsilon_o(a_{1F}+a_{2F}\varepsilon_{(i)}+a_3\varepsilon^2_{(i)}).$$

Przykładowe dla grafitu ARW wyniki aproksymacji przedstawione są w tablicy 1, por. [1].

Tablica 1

MN/m^2			$(MN/m^2)^{-1}$		
a_{1F}	a_{2F}	a_{3F}	b_{1F}	b_{2F}	b_{3F}
4087.5	0	$-121\cdot10^{8}$	$2.446\cdot10^{-10}$	0	$1766\cdot10^{-10}$
c_1	c_2	c_3	d_1	d_2	d_3
6082.2	-806580	0	$1.644\cdot10^{-10}$	$1920\cdot10^{-10}$	0

Przy obliczeniach współczynników przyjęto, że $\varepsilon_{(i)} = \sqrt{e_{ij}e_{ij}}$ $\sigma_{(i)} = \sqrt{s_{ij}s_{ij}}$ oraz że $3K(\varepsilon_o)\varepsilon_o$, $\sigma_o/3K(\sigma_o)$ są wielomianami stopnia drugiego.

4. Wnioski końcowe

1. Materiały takie jak grafit charakteryzują się silną nieliniowością fizykalną, której nie można w ogólności opisać nieliniowością typu Kauderera.

2. Ze względu na bardzo złożony kształt nieliniowości fizykalnej (wpływ naprężenia głównego czy też odkształcenia - ε_1), zaproponowano iteracyjne równania konstytutywne, które po tej modyfikacji okazały się równaniami Kauderera.

3. Do rozwiązania zadanie należy wprowadzić podwójny proces iteracyjny, jeden w równaniach konstytutywnych, drugi w równaniach problemu brzegowego.

4. Problem aproksymacji funkcjami danych pomiarowych potraktowany został szkicowo, stanowi to bowiem osobny temat, wymagający opracowania odpowiednich programów.

LITERATURA

[1] Bednorz P.: Zastosowanie fizykalnie nieliniowej teorii naprężeń cieplnych w ośrodkach grafitowych. Omówienie badań doświadczalnych. Zesz. Nauk. Pol. Śl., Mat.-Fiz., 1979.

[2] Bednorz P.: Termosprężystość nieliniowa w ośrodkach grafitowych. Praca mg., Pol. Śl., Mat.-Fiz., 1978.

[3] Borkowski Sz.: Dynamical equations of physically nonlinear thermoelasticity, Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. sci. tech. 9, 24 (1976), 655-662.

[4] Coffin L.F., Shenctady J.R.: The flow and fracture of a brittle material, Journal of Applied Mechanics, VII, 1950, 233-247.

[5] Kauderer H.: Nichlineare Mechanik. Springer-Verlag, Berlin, 1958.

[6] Lebiedziejewski M., Szudek M.: Wyroby z węgla i grafitu. WNT, Warszawa 1970.

[7] Фридман А.М., Барабанов В.Н.: Некоторые особенности методики исследования прочностных свойств графитов при плоском напряженном состоянии, Зав. Лаб., № 9, 972, 1137-1140.

[8] Ковальчук Б.И., Лебедев А.А.: Деформационные свойства серого чугуна при плоском напряженном состоянии в условиях низких температур, Пробл. Проч., № 7, 1970, 9-13.

[9] Надаи А.: Пластичность и разрушение твердых тел, ИЛ. 1954.

[10] Писаренко Г.С., Лебедев А.А.: Сопротивление материалов деформированию и разрушению при сложном напряженом состоянии, Киев 1969.

[11] Писаренко Г.С., Лебедев А.А.: Сопротивление материалов деформированию и разрушению при сложном напряженом состоянии, Киев 1976.

[12] Строков В.И., Барабанов В.Н.: Деформируемость конструкционных графитов в условиях сложного напряженного состояния, Проб. Проч., 7, 1977, 104-107.

ПРИМЕНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ТЕРМИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ГРАФИТОВЫХ СРЕДАХ

II. АНАЛИТИЧЕСКАЯ ФОРМА КРИВЫХ ДЕФОРМАЦИИ

Р е з ю м е

В работе сформулировано итерационные последовательности определяющих соотношений для зависимости между тенсорами напряжений и деформации. Полученные уравнения тождественны с нелинейными соотношениями Каудерера.

THE APPLICATION OF PHYSICALLY NONLINEAR THEORY OF THERMAL STRESS TO GRAPHITE MEDIA

II. ANALYTICAL DESCRIPTION OF THE STRESS-STRAIN CURVES

S u m m a r y

The iterative sequences of constitutive equations are proposed for description of the dependence between stress and strain tensors.Obtained relations constitute the nonlinear Kauderer equations.