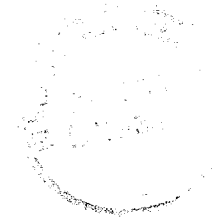


Zeszyty Naukowe Politechniki Białostockiej



4-41

MECHANIKA

Zeszyt 25



Wydawnictwo Politechniki Białostockiej

Białystok 2003

Redaktor naukowy:
prof. zw. dr hab. inż. Jan Łach

SPIS TREŚCI

Recenzenci:
dr hab. Uładimir Borsukov – 13
prof. dr hab. inż. Tadeusz Fodemski – 3, 8
dr hab. inż. Tadeusz Łagoda, prof. PO – 7
prof. dr hab. inż. Stanisław Matysiak – 5
dr inż. Krzysztof Molski – 4, 11
dr hab. inż. Andrzej Seweryn, prof. PB – 2, 9
prof. dr hab. inż. Józef Szala – 12
prof. dr hab. inż. Janusz Terpiłowski – 6, 10
prof. zw. dr hab. inż. Krzysztof Wierzcholski – 1

Opracowanie redakcyjne:
Jadwiga Żukowska

© Copyright by Politechnika Białostocka 2003

ISSN 0239-5703

Publikacja nie może być powielana i rozpowszechniana, w jakikolwiek sposób,
bez pisemnej zgody posiadacza praw autorskich

Druk:
Dział Wydawnictw i Poligrafii Politechniki Białostockiej

	Strona
1. Barsukov V.V., Krupicz B.: Analiza rozkładu naprężeń w ściskanej płycie z uwzględnieniem plastycznego kontaktu i nieliniowego tarcia	5
2. Fałęcki J., Jachimowicz J., Karliński W., Szachnowski W.: Analiza przyczyn zniszczenia łopatek turbiny lotniczej	15
3. Gagan J.: Kalibracja układów pomiarowych w precyzyjnych pomiarach temperatury	25
4. Galicki J., Hościło B.: Opis wytrzymałości drewna sosnowego na rozciąganie w płaszczyźnie ortotropii LR	37
5. Kulczycki-Żyhajło R.: Trójwymiarowe zagadnienia kontaktowe termosprężystości dla półprzestrzeni poprzecznie izotropowej	49
6. Łach J., Łukaszuk M.: Właściwości kaloryczne odpadów drzewnych	57
7. Łukaszewicz A., Seweryn A.: Doświadczalna analiza pęknięcia elementów z korbami poddanych jednoosiowemu ściskaniu	65
8. Łukaszuk M.: Pomiar i regulacja temperatury komory termostatycznej	81
9. Okrajni J., Mutwil K., Cieśla M.: Konstrukcyjne uwarunkowania trwałości rurociągów poddanych oddziaływaniom mechanicznym i cieplnym	91
10. Poskrobko S., Łach J.: Spalanie odpadów komunalnych	103
11. Romanowicz M., Czech M., Bugaryn J.: Rozciąganie w konfiguracji nieosiowej jako metoda określania wytrzymałości drewna na ściskanie wzdłużne	117
12. Seweryn A., Tomczyk A., Mróz Z.: Model szczeliny ze strefą kumulacji uszkodzeń przed wierzchołkiem (część II – Pęknięcie w dwuosiowym stanie obciążenia)	127
13. Uścińowicz R.: Identyfikacja anizotropii własności mechanicznych blachy warstwowej Cu-Al	153

CONTENTS

	Page
1. Barsukov V.V., Krupicz B.: Analysis of stress distribution in squeezed disc with taking into account plastic contact and nonlinear friction	13
2. Falęcki J., Jachimowicz J., Karliński W., Szachnowski W.: The cause analysis of the aircraft engine turbine blades failure	23
3. Gagan J.: Calibration of measuring systems in precise temperature measurement	36
4. Galicki J., Hościło B.: Description of pine wood tensile strength in LR orthotropy plane	47
5. Kulczycki-Żyhajło R.: Three – dimensional contact problems of thermoelasticity for the case of transversal isotropic semispace	56
6. Łach J., Łukaszuk M.: Calorific properties of wood waste	64
7. Łukaszewicz A., Seweryn A.: Experimental fracture analysis in elements with notches under uniaxial compressing	79
8. Łukaszuk M.: Measurement and regulation of temperature of thermostatic chamber	91
9. Okrajni J., Mutwil K., Cieśla M.: Design and operating influences on the pipeline life under mechanical and thermal loading	101
10. Poskrobko S., Łach J.: Neutralizing of municipal waste	115
11. Romanowicz M., Czech M., Bugaryn J.: Determination of in-plane shear strength of wood With the off-axis tensile test	125
12. Seweryn A., Tomczyk A., Mróz Z.: Crack model with the damage accumulation zone ahead of the crack tip (part II – Crack growth in biaxial loading state)	151
13. Uścińowicz R.: The identification of anisotropy of mechanical properties in the Cu-Al bilayer sheet	164

Viktor V. Barsukov*, Bazyli Krupicz**

ANALIZA ROZKŁADU NAPRĘŻEŃ W ŚCISKANEJ PŁYCCIE Z UWZGLĘDNIENIEM PLASTYCZNEGO KONTAKTU I NIELINIOWEGO TARCIA

Streszczenie: W pracy przedstawiono analizę rozkładu naprężeń w ściskanej płycie z uwzględnieniem plastycznego kontaktu i nieliniowego tarcia. Otrzymane rozwiązanie pozwala obliczyć naprężenie promieniowe i obwodowe oraz rozkład nacisków osiowych w zależności od promienia tarczy.

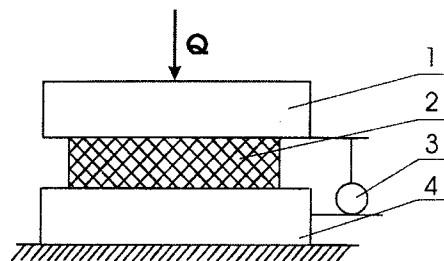
1. Wprowadzenie

Ściskanie płyty odnosi się do zagadnień prób technologicznych, mających szerokie zastosowanie podczas kształtowania wyrobów z tworzyw metalicznych (Storožev i Popov, 1997), laminatów szklanych (Stavrov i inni, 1981) i kompozytów formowanych ciśnieniowo na bazie drewna (Barsukov i Sviridenok, 1998). Podczas tych prób (rys. 1) jest obserwowana zmiana wysokości lub średnicy próbki pod wpływem stałego obciążenia i na podstawie tych zmian są oceniane cechy odkształceniowe kompozytu lub np. granica plastyczności tworzywa.

Problemowi mechaniki procesu odkształcenia płyty poświęcono wiele prac [Storožev i Popov, 1997; Stavrov i inni, 1981; Tomsen i inni, 1969), w których wskazano na istotną zależność otrzymanych rozwiązań od zadanych warunków brzegowych na powierzchni kontaktu. W niniejszej pracy zostanie dokonana analiza rozkładu naprężeń w próbce cylindrycznej.

* Кафедра технической механики, Гродненский государственный университет им Я. Купалы, 230020 Гродно, Ожешко 22. vbars@grsu.by

** Katedra Mechaniki Stosowanej, Wydział Mechaniczny, Politechnika Białostocka, 15-351 Białystok bazek@pb.bialystok.pl.



Rys. 1. Schemat ściskanej płyty podczas prób technologicznych. 1,2 - sztywne płyty, 3 - czujnik przemieszczenia, 4 - próbka cylindryczna

2. Naprężenia styczne na powierzchni kontaktu

W pracy Tomsena i inntch (1966) przyjęto liniową zależność naprężeń τ na powierzchni płyty (wywołanych siłą tarcia) od ciśnienia p , tj. zgodnie z prawem tarcia Coulomba

$$\tau = fp, \quad (1)$$

gdzie f – współczynnik tarcia Coulomba.

W konsekwencji ciśnienie w dowolnym punkcie powierzchni płyty ma postać funkcji eksponentialnej

$$p = \sigma_s e^{\frac{2f}{h}(R-r)}, \quad (2)$$

gdzie: σ_s – granica plastyczności materiału, R , h , – odpowiednio promień i grubość płyty, r – promień punktu płyty, w którym jest określone ciśnienie. Ciśnienie to wzrasta od brzegu płyty ($r = R$) ku jej środkowi ($r = 0$). Doświadczenie nie zawsze potwierdza zależność (2) (Stepanienko, 1987).

Założenie o działaniu granicznego naprężenia $\tau_0 = \text{const}$, wywołanego siłą tarcia na powierzchni kontaktu, powoduje, że obliczone ciśnienie wywołujące odkształcenie materiału maleje liniowo wraz ze wzrostem promienia r (Stavrov i inni, 1981), tj.

$$p = \sigma_s + \frac{2\tau_0}{h}(R-r). \quad (3)$$

Dane eksperymentalne lepiej potwierdzają zależność (3) aniżeli zależność wyrażoną wzorem (2) i dlatego funkcję (3) wprowadzono do podstawy teorii ściskania duroplastów (Stavrov i inni, 1981).

W obliczeniach dotyczących odkształcania ciśnieniowego cylindrycznych próbek z metali jest wykorzystywany postulat o istnieniu trzech stref różniących się charakterem rozkładu naprężeń stycznych (Stepanienko, 1987). W strefie peryferyjnej (strefa płynięcia) jest proponowane prawo Zibela w postaci

$$\tau = \mu\sigma_s = \text{const},$$

gdzie μ – współczynnik tarcia tworzywa w stanie plastycznym (wskaźnik tarcia).

W strefie przejściowej (strefa hamowania) zakłada się działanie prawa tarcia plastycznego Prandla w postaci

$$\tau = \frac{\sigma_s}{\sqrt{3}} = \text{const}.$$

W strefie centralnej („martwa strefa”) nie występuje płynięcie materiału. Przemieszczenia w tej strefie są sprężyste. Naprężenie styczne τ można obliczyć ze wzoru

$$\tau = \frac{\sigma_s r}{\sqrt{3} h}.$$

Podczas deformacji cienkich próbek, takich jak płyta, rozmiar centralnej strefy w porównaniu z promieniem tarczy jest pomijalnie mały i jej wpływ na deformację próbki w pierwszym przybliżeniu można zaniedbać. Takie podejście daje wyniki jeszcze bardziej zbliżone do eksperymentu aniżeli to wynika z równań (2) i (3).

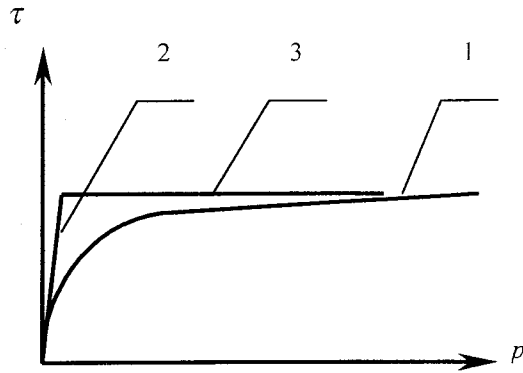
W pracach Barsukova (1997), Barsukova i Sviridenka (1998), Barteneva i Lavrenteva (1972), Makushka (1974) oraz Mroza i Stupkiewicza (1998) wykazano, że na powierzchni kontaktu zależność naprężenia stycznego od ciśnienia jest nieliniowa (rys. 2) i tak jest rozumiana nieliniowość tarcia. Zależność tę przedstawia krzywa 1 na rysunku 2. Zgodnie z pracami Barsukova (1997), oraz Barsukova i Sviridenka (1998), do jej opisanego wykorzystano funkcję w postaci

$$\tau = \tau_a \left(1 - e^{-\frac{fp}{\tau_a}} \right), \quad (4)$$

gdzie: τ_a – wytrzymałość na adhezyjne ścinanie na powierzchni faktycznego kontaktu.

Krzywą 1 na rysunku 3 można dla niskich ciśnień aproksymować prostą 2, odpowiadającą prawu Coulomba i w zakresie wysokich ciśnień prostą 3, odpowiadającą prawu Zibela-Prandla. Wykorzystując nieliniowy model tarcowego, pla-

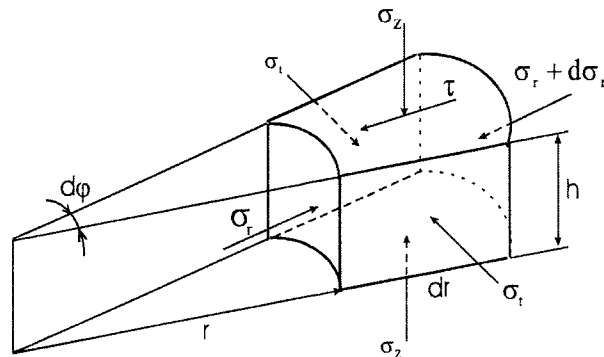
stycznego kontaktu, dokonano analizy ciśnienia p , wywołującego odkształcenie płyty.



Rys. 2. Schematyczna ilustracja zależności naprężeń stycznych, wywołanych siłą tarcia, od ciśnienia (krzywa 1) i jej liniowa aproksymacja: 2-strefa działania prawa tarcia Coulomba. 3-strefa działania prawa tarcia Zibela-Prandtla (Barsukov i Sviridenok, 1998)

3. Analiza naprężeń w płycie z uwzględnieniem nieliniowego tarcia

W płycie o grubości h i o promieniu R wydzielono element o długości dr , położony w odległości r od środka tarczy. Na ten element działa naprężenie promieniowe σ_r , przyrost którego na długości dr wynosi $d\sigma_r$, naprężenia obwodowe σ_τ oraz naprężenie styczne τ na powierzchni kontaktu odkształconego elementu (rys. 3).



Rys. 3. Schemat obliczeniowy elementu próbki cylindrycznej ściskanej sztywnymi płytami

Z warunków równowagi elementu przedstawionego na rysunku 3 wynika

$$r \frac{d\sigma_r}{dr} + r \frac{2\tau}{h} + \sigma_r - \sigma_\tau = 0. \quad (5)$$

Podczas analizy plastycznego odkształcenia ściskanej próbki osiowo symetrycznej można przyjąć postulat Haara-Karmana o równości dwóch transwersalnych naprężeń normalnych (Piwnik, 1991), tj. promieniowych σ_r i obwodowych σ_τ

$$\sigma_r = \sigma_\tau = q.$$

Wówczas równanie różniczkowe (5) może być zapisane w bardziej prostej postaci

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{2\tau}{h} = 0. \quad (6)$$

Przyjmijmy w pierwszym przybliżeniu zależność między naprężeniami σ_r i osiowym ciśnieniem p w postaci kryterium płynięcia St. Venanta

$$p - \sigma_r = \sigma_s. \quad (7)$$

W tym przypadku $d\sigma_r = dp$, a równanie (6) przekształci się do postaci

$$\frac{dp}{dr} + \frac{2\tau}{h} = 0.$$

Po uwzględnieniu równania (4) mamy

$$\frac{dp}{dr} + \frac{2\tau_a}{h} \left(1 - e^{-\frac{fp}{\tau_a}} \right) = 0. \quad (8)$$

Równanie różniczkowe (8) jest równaniem z rozdzielonymi zmiennymi. Jego rozwiązanie, z uwzględnieniem warunków brzegowych $r = R$ i $p = \sigma_s$, jest następujące

$$p = \frac{\tau_a}{f} \ln \left[e^{\frac{2f}{h}(R-r)} \left(e^{\frac{f\sigma_s}{\tau_a}} - 1 \right) + 1 \right]. \quad (9)$$

Jak wynika z otrzymanego równania, ciśnienie wzrasta od wielkości $p = \sigma_s$ na zewnętrznym konturze tarczy, do p_{max} w środku próbki, tj. ($r = 0$)

$$p_{\max} = \frac{\tau_a}{f} \ln \left[e^{\frac{2f}{h}R} \left(e^{\frac{f\sigma_s}{\tau_a}} - 1 \right) + 1 \right]. \quad (10)$$

Do analizy ilościowej i jakościowej lepiej jest przedstawić τ_a w postaci analogicznej do prawa tarcia Zibela przy plastycznym kontakcie, tj. $\tau_a = \mu\sigma_s$, a także wprowadzić bezwymiarowe względne ciśnienie $\bar{p} = p/\sigma_s$ i bezwymiarowy względny promień $\bar{r} = r/R$. Po uwzględnieniu powyższych oznaczeń równania (9) i (10) przyjmują następującą postać

$$\bar{p} = \frac{\mu}{f} \ln \left[e^{\frac{2fR}{h}(1-\bar{r})} \left(e^{\frac{f}{\mu}} - 1 \right) + 1 \right], \quad (11)$$

$$\bar{p}_{\max} = \frac{\mu}{f} \ln \left[e^{\frac{2fR}{h}} \left(e^{\frac{f}{\mu}} - 1 \right) + 1 \right]. \quad (12)$$

Analityczne zależności (10) i (11) pozwalają obliczyć osiowe ciśnienie p w dowolnym punkcie powierzchni płyty przy określonym promieniu r .

Naprężenia promieniowe σ_r i obwodowe σ_t , uwzględniające postulat Haara-Karmana oraz kryterium St. Venanta (7), są określone następująco

$$\sigma_r = \sigma_t = p - \sigma_s = \frac{\tau_a}{f} \ln \left[e^{\frac{2f}{h}(R-r)} \left(e^{\frac{f\sigma_s}{\tau_a}} - 1 \right) + 1 \right] - \sigma_s, \quad (13)$$

lub w postaci bezwymiarowej

$$\bar{\sigma}_r = \frac{\sigma_r}{\sigma_s} = \frac{\mu}{f} \ln \left[e^{\frac{2fR}{h}(1-\bar{r})} \left(e^{\frac{f}{\mu}} - 1 \right) + 1 \right] - 1. \quad (14)$$

Wyniki obliczeń \bar{p} i \bar{p}_{\max} , dla niektórych materiałów i różnych znaczeń R/h i f/μ , przedstawiono w tabelach 1-4.

Tab. 1. Wartości ciśnienia \bar{p}_{\max} w środku płyty obliczone z wzoru (12) przy różnych stosunkach R/h

R/h	Ciśnienie \bar{p}_{\max}						
	1	2	5	10	20	50	100
duroplast $f \approx 0.05; \mu \approx 0.5; f/\mu = 0.1$	1.10	1.21	1.60	2.51	5.75	28.10	77.49
plyta wiórowa $f \approx 0.1; \mu \approx 0.5; f/\mu = 0.2$	1.19	1.42	2.34	4.83	12.83	42.43	92.43
stal $f \approx 0.15; \mu \approx 0.5; f/\mu = 0.3$	1.29	1.64	3.14	6.94	16.52	46.50	96.50

Tab. 2. Wartości ciśnienia \bar{p} obliczone ze wzoru (12) w płycie wykonanej z duroplastu w zależności od jej promienia \bar{r} i przy różnych stosunkach R/h

$R/h = \bar{r}$	Ciśnienie \bar{p}						
	0	0.2	0.4	0.6	0.8	0.9	1.0
5	1.60	1.51	1.32	1.21	1.10	1.05	1.0
10	2.51	2.10	1.75	1.48	1.21	1.10	1.0
20	5.75	4.19	3.00	2.10	1.46	1.21	1.0
50	28.10	19.09	11.36	5.75	2.16	1.60	1.0
100	77.49	57.52	37.71	19.09	5.75	2.52	1.0

Tab. 3. Wartości ciśnienia \bar{p} obliczone ze wzoru (12) w płycie wykonanej z płyty wiórowej w zależności od jej promienia \bar{r} i przy różnych stosunkach R/h

$R/h = \bar{r}$	Ciśnienie \bar{p}						
	0	0.2	0.4	0.6	0.8	0.9	1.0
5	2.34	1.99	1.69	1.42	1.19	1.09	1.0
10	4.83	3.69	2.74	1.99	1.42	1.19	1.0
20	12.83	9.28	6.16	3.69	1.99	1.42	1.0
50	42.43	32.43	22.48	12.83	4.83	2.34	1.0
100	92.43	72.43	52.43	32.44	12.83	4.83	1.0

Tab. 4. Wartości ciśnienia \bar{p} obliczone ze wzoru (12) w płycie wykonanej z niskowęglowej stali w zależności od jej promienia \bar{r} i przy różnych stosunkach R/h

R/h	Ciśnienie \bar{p}						
	0	0.2	0.4	0.6	0.8	0.9	1.0
5	3.14	2.57	1.85	1.64	1.29	1.14	1.0
10	6.94	5.27	3.79	2.57	1.64	1.29	1.0
20	16.52	12.58	8.75	5.27	2.57	1.64	1.0
50	46.50	36.50	26.50	16.52	6.94	3.14	1.0
100	96.50	76.50	56.50	36.50	16.52	6.94	1.0

Z przedstawionych danych wynika, że największy wpływ na ciśnienie \bar{p} wywołujące odkształcenie próbki, ma jej grubość wyrażona ilorazem R/h oraz współczynnik tarcia na powierzchni kontaktu określony przez stosunek f/μ . Wraz ze wzrostem współczynnika tarcia wzrasta wartość ciśnienia we wszystkich punktach na powierzchni kontaktu tarczy. Wzrost ciśnienia obserwuje się również podczas zmniejszania grubości płyty, tj przy zwiększeniu stosunku R/h . Dla płyt o małej grubości ($R/h = 50-100$) odchylenie od liniowego rozkładu ciśnienia wzdłuż promienia jest nieznaczne na dużej części promienia tarczy, co pozwala korzystać w inżynierskich obliczeniach z zależności cytowanych w pracach Barsukova i Sviridenka (1998), oraz Piwnika (1991), otrzymanych na podstawie teorii tarcia granicznego.

4. Wnioski

Przyjmując nieliniowy rozkład sił tarcia podczas ściskania sztywnymi płytami osiowo symetrycznej tarczy w warunkach plastycznego kontaktu, otrzymano bardziej ogólne niż dotychczas używane rozwiązanie dotyczące:

- rozkładu osiowego ciśnienia wzdłuż promienia,
- naprężeń promieniowych i obwodowych.

LITERATURA

1. **Барсуков В.В.** (1997): Математическая модель фрикционного пластического контакта упрочняемых дисперсных материалов. Физика конденсированных сред. Тезисы докладов научно-технической конференции студентов и аспирантов. Гродно.
2. **Барсуков В.Г., Свириденко А.И.** (1998): Технологическое трение при экструзии композитов. – Гродно: ГрГУ.

3. **Бартеньев Г.М., Лаврентьев В.В.** (1972): Трение и износ полимеров. Л. Химия: Ленинградское отделение.
4. **Макушок Е.М.** (1974) *Механика трения*. – Минск: Наука и техника.
5. **Mróz Z., S. Stupkiewicz.** (1998): Constitutive model of adhesive and ploughing friction in metal-forming processes. *Int. J. Mech. Sci.* Vol. 40, Nos 2-3, pp 281-303.
6. **Piwnik J.** (1991): Mechanika procesów wyciskania metali. Politechnika Białostocka. *Rozprawy naukowe* Nr6, Białystok.
7. **Ставров В.П., Дедюхин В.Г., Соколов А.Д.** (1981): Технологические испытания реактопластов: Химия.
8. **Степаненко А.В.-** Под ред., (1987): *Лабораторный практикум по теории пластической деформации, технологииковки, горячей и холодной штамповки*: Высшая школа.
9. **Сторожев М.В., Попов Е.А.** (1977): *Теория обработки металлов давлением*: Машиностроение.
10. **Томсен Э., Янг И., Кобаяши Ш.** (1969): *Механика пластических деформаций при обработке металлов*: Машиностроение.

ANALYSIS OF STRESS DISTRIBUTION IN SQUEEZED DISC WITH TAKING INTO ACCOUNT PLASTIC CONTACT AND NONLINEAR FRICTION

Abstract: The analysis of stress pattern in compressed disk is presented. Plastic contact and non-linear friction is taken into account in the paper. Radial stress, tangential stress and distribution of radial pressure on disk as a function of disk radius can be determined from obtained equation.

Artykuł napisano w ramach pracy statutowej nr S/WM/1/03.

Julian Fałęcki^{*}, Jerzy Jachimowicz^{*},
Włodzimierz Karliński^{**}, Wiesław Szachnowski^{**}

ANALIZA PRZYCZYN ZNISZCZENIA ŁOPATEK TURBINY LOTNICZEJ[†]

Streszczenie: W artykule omówiono wybrane zagadnienia dotyczące turbin silników lotniczych projektowanych według stosownych przepisów. Szczególną uwagę zwrócono na pracę łopatek w turbinie oraz ustalenie rzeczywistej temperatury, albowiem stosowane standardowo pomiary temperatury w niewielkim stopniu mogą być odniesione do łopatek. Autorzy, analizując przyczyny zniszczenia łopatki w próbie prototypu silnika, pokazują jak na podstawie porównawczej analizy materiałowej można określić temperaturę oraz zidentyfikować mechanizm niszczenia, w tym przypadku zmęczenia cieplnego, materiału łopatki.

1. Wprowadzenie

Łopatki wirnikowe turbin silników lotniczych należą do elementów najsilniej obciążonych. Wymagania dotyczące podwyższania osiągnięć silnika, obejmujące wzrost ciągu, obniżenie jednostkowego zużycia paliwa oraz masy silnika (Miller i Bennett, 2000), implikują konieczność podnoszenia temperatury obiegu, a zatem temperatury gazów na wlocie turbiny. We współczesnych silnikach samolotów wojskowych, temperatura na wlocie turbiny przekracza 1650 °C (Praca zbiorowa, 2000, Innostrannyje..., 1987). Jednocześnie prędkości obwodowe wierzchołków łopatek dochodzą do 500 m/s.

Wymagania dotyczące niezawodności i bezpieczeństwa działania silników lotniczych, a także trwałości powyżej 10 000 godzin pracy, tj. ok. 40 000 obliczeniowych cykli obciążeń (dla zastosowań cywilnych) (Aircraft Engineering and Aerospace Technology, 1997), powodują konieczność uwzględnienia szeregu rozwiązań wpływających na trwałość łopatek.

^{*} Zakład Silników Lotniczych, Instytut Lotnictwa, Al. Krakowska 110/114, 02 - 256 Warszawa.

^{**} Zakład Wytrzymałości i Dynamiki Konstrukcji, Instytut Lotnictwa, Al. Krakowska 110/114, 02-256 Warszawa.

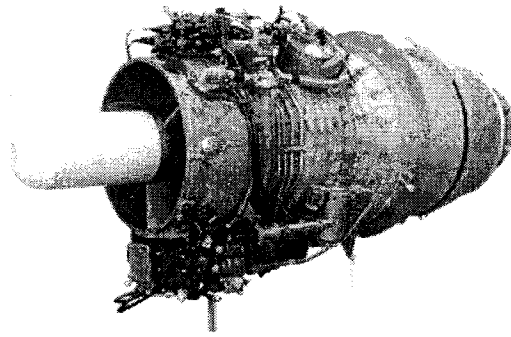
[†] Praca była prezentowana na Sympozjum Mechaniki Zniszczenia Materiałów i Konstrukcji. Augustów 2001.

Do rozwiązań tych należą m.in. następujące zagadnienia:

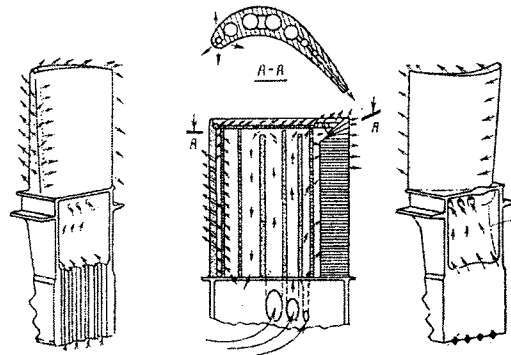
- **dobór** materiałów o wysokiej żaroodporności;
- **chłodzenie** łopatek za pomocą powietrza upuszczanego ze sprężarki, (rys. 2.) (Srinivasan, 1997). Powietrze przepływając wewnątrz łopatki przez kanały i otwory obniża temperaturę metalu do poziomu umożliwiającego pracę łopatki w założonym czasie;
- **odlewanie** łopatek monokrystalicznych w celu wyeliminowania granic ziaren obniżających wytrzymałość łopatki (Aircraft Engineering and Aerospace Technology, 1997);
- **zastosowanie pokryć** – barier cieplnych i ochronnych przed korozją i erozją;
- **obróbki** wprowadzające naprężenia ściskające na powierzchni łopatek, podwyższające ich wytrzymałość zmęczeniową;
- **stosowanie łatwo ściernalych** pokryć kadłubów turbin w celu zmniejszenia sił wymuszających drgania podczas kontaktu wierzchołków łopatek z obudową;
- **metoda kontroli nieniszczącej** półwyrobów i gotowych łopatek.

W prototypie silnika K-16, będącego wersją rozwojową silnika K-15 (Fałęcki i inni, 1998), łopatki wirnikowe są odkuwane ze stopu EJ-867-WA. Parametry obiegu cieplnego dobrane są tak, aby można było stosować łopatki niechłodzone, bowiem koszty projektowania, opracowania technologii i produkcji łopatek chłodzonych, przewyższałyby korzyści - zmniejszenia masy i jednostkowego zużycia paliwa. Zastosowano również tłumiki drgań i ściernalne wkładki w kadłubie turbiny.

W celu podwyższenia wytrzymałości zmęczeniowej poddano powierzchnie łopatek specjalnym zabiegom – kulowaniu i aluminiowaniu dyfuzyjnemu.



Rys. 1. Lotniczy silnik turbinowy typu K – 15 produkcji polskiej (konstruktorem silnika jest mgr inż. Julian Fałęcki)



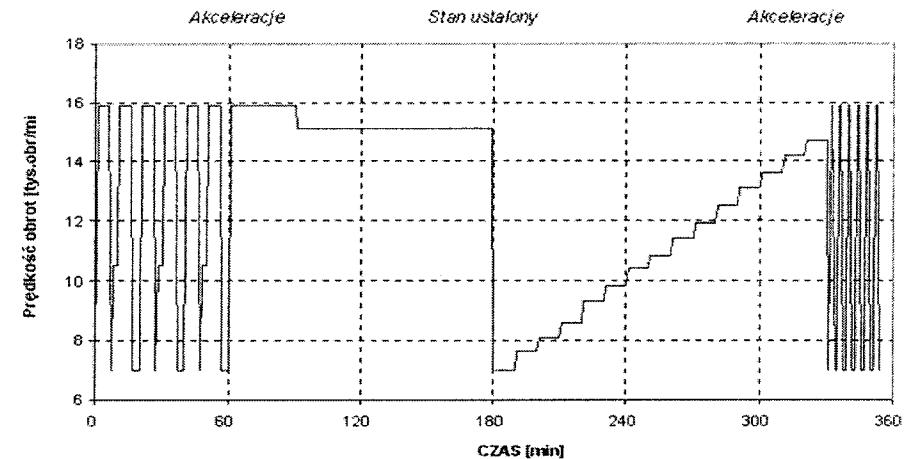
Rys. 2. System chłodzenia konwekcyjno-błonowego łopatki wirnika turbiny silnika CF6-50A (Ponomariev, 1982)

2. Analiza obciążeń

Na łopatki turbin, których omywane gazem powierzchnie podlegają erozji oraz korozji, działają następujące siły i obciążenia:

- **siły masowe**, pochodzące od wirowania; naprężenia od tych sił mają charakter quasi - statyczny.
- **siły gazowe**, zmienne w czasie działanie strumienia gazów; z powodu fluktuacji prędkości obwodowych i promieniowych, ciśnienia i temperatury gazów oraz przepływu powietrza przez sprężarkę i procesów w komorze spalania.
- **obciążenia cieplne**, związane z rozkładem temperatury łopatki; quasi - statyczne obciążenia są funkcją temperatury gazów oraz czasu.
- **siły wynikające z reakcji zamków** łączących łopatkę z tarczą.
- **siły pochodzące z działania tłumików drgań** – gdy stosuje się tłumiki.
- **siły powodowane współpracą części bandaży** – dla łopatek bandażowych.

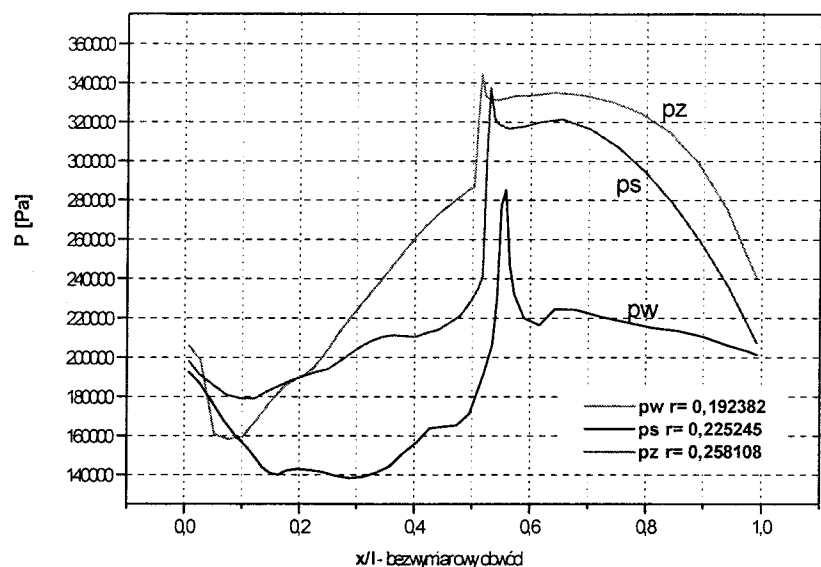
Istotnym źródłem obciążeń są drgania poszczególnych łopatek oraz zespołu łopatki – tarcza (Ponomariev, 1982). Drgania te mogą powodować niszczenie wysokocyklowe.



Rys. 3. Wykres przebiegu cykli badawczych prób prototypowych w hamowni – prędkość obrotowa wirnika w funkcji czasu

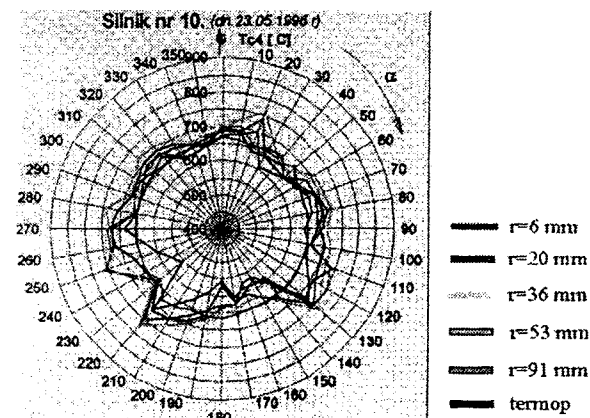
Na rysunku 3 przedstawiony został fragment cyklicznych obciążeń turbiny siłami masowymi w postaci przebiegu prędkości obrotowej w funkcji czasu. Przebieg ten jest konsekwencją stosowania „Wspólnych przepisów lotniczych JAR-E”. W rzeczywistości próba taka składa się z 25 etapów sześciogodzinnych i 10 etapów pięciogodzinnych (Miller i Bennett, 2000).

Na rysunku 4 przedstawiony został rozkład ciśnienia na obwodzie łopatek w trzech przekrojach. Współrzędna obwodowa mierzona jest od krawędzi spływu C, poprzez grzbiet E, krawędź natarcia (nosek) B, stronę wklęsłą F aż do krawędź spływu łopatki; oznaczenia według rysunku 6. Rozkład ciśnienia określony został przy prędkości obrotowej silnika, wynoszącej 15900 obr./min.



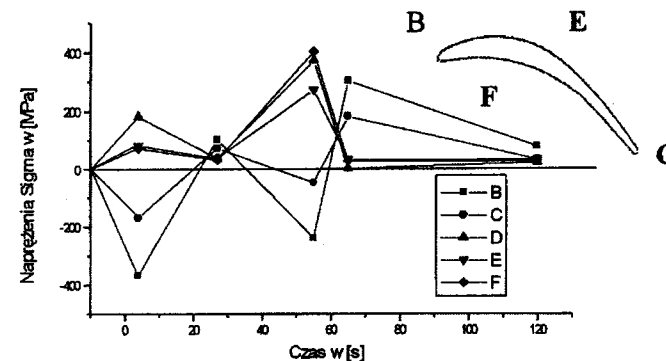
Rys. 4. Rozkład ciśnienia w trzech przekrojach łopatki turbiny

Wartości temperatury wskazywane przez termopary położone w odległości r od zewnętrznej ściany rury wylotowej silnika przedstawione zostały na rysunku 5. W każdym silniku zabudowany jest „na stałe” zespół czujników temperaturowych. W naszym przypadku jest to zespół 8 termopar, których wskazania zostały oznaczone na rysunku jako **termop**.



Rys. 5. Pole rozkładu temperatury spalin T_{c4} za turbiną silnika K-16

Przebieg cykli naprężeń termomechanicznych w funkcji czasu, od momentu rozruchu aż do momentu poprzedzającego punkt stabilizacji temperatury, przy maksymalnych i stałych obrotach, 15900 obr./min., przedstawiony został na rysunku 6.



Rys. 6. Cykle naprężeń w łopatce. B – natarcie; C – spływ; D – środek; E – grzbiet; F – str. wklęsła

W jednym z prototypów silnika, po 153 godz. (= 293 cykle masowe) badań w hamowni, nastąpiło urwanie się dwóch łopatek. Naprężenia w ustalonym stanie pracy, w przekroju przelomu łopatki zniszczonej podczas próby hamownianej silnika, przedstawione zostały w tabeli 1.

Tab. 1. Naprężenia w przekroju przelomu łopatki

σ_B [MPa]	σ_C [MPa]	σ_E [MPa]	σ_F [MPa]
175	135	118	158

Maksymalne naprężenia dynamiczne w miejscu przelomu łopatki wynosiły $\sigma_d \approx 12$ [MPa]. Uzasadnione są więc pytania: co stanowi główną przyczynę destrukcji łopatek? Czy zjawisko pełzania? Czy zjawisko zmęczenia termomechanicznego?

W celu otrzymania odpowiedzi podjęta została analiza materiałowa oraz analiza stanu obciążeń.

3. Analiza materiałowa

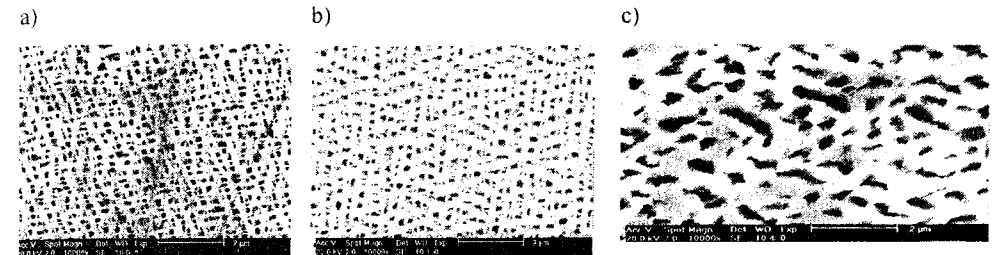
Trwałość gorących części turbiny zależy głównie od temperatury i gradientów naprężenia; decydująca jest zmiana temperatury. Według Tretjaczkenki i innych (1985), dwukrotny wzrost liczby rozruchów silnika powoduje 8-10-krotny wzrost liczby pękniętych komór spalania i 4-5-krotny wzrost pękniętych łopatek. Zbieżność cykli nieustalanej pracy silnika oraz liczby uszkodzonych części gorących jest liniowa.

Analiza przyczyn pęknięcia łopatek ma na celu m.in. przedsięwzięcie środków zaradczych, co bez znajomości mechanizmu pęknięcia jest niemożliwe. Zazwyczaj wystarczają badania fraktograficzne oraz metalograficzne. Jednakże w przypadku turbin silników lotniczych jest to niewystarczające, albowiem charakter pęknięć powodowanych zjawiskiem pełzania lub cieplnego zmęczenia jest niemal identyczny. Niezbędna jest znajomość wytrzymałościowej charakterystyki materiału oraz naprężeń wynikających z cieplnego cyklu pracy w najbardziej gorącej strefie łopatki – strefie tworzenia się pęknięć. Niestety, w silnikach seryjnych nie ma możliwości bezpośredniego pomiaru temperatury pióra łopatki w rzeczywistych warunkach pracy silnika. W tej sytuacji można posłużyć się analizą wydzieleni fazy umacniającej γ' .

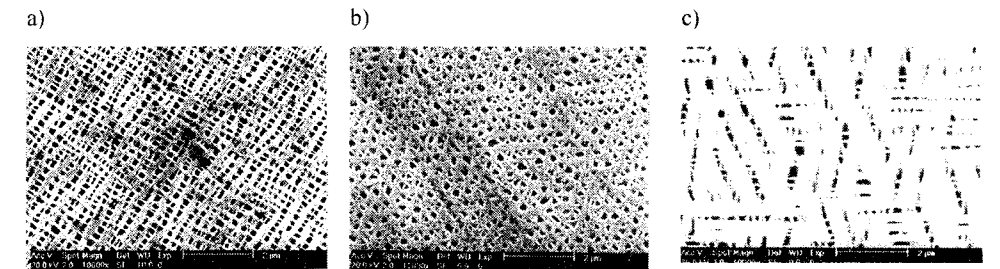
Na rysunkach 7, 8 i 9 przedstawione zostały mikrofotografie struktury materiału dwóch łopatek po eksploatacji oraz próbek wygrzewanych w piecu. Stosowane określenie temperatury pracy łopatki w postaci np. 690/730°C oznacza, że temperatura wynosiła 690°C, a temperatura 730°C była temperaturą występującą chwilowo.

Z porównania rysunków 7a., 7b. i 7c. wynika, że struktura materiału łopatki, która pracowała w turbinie o temperaturze gazów wylotowych 740 / 770°C, odpowiada strukturze materiału łopatki nie używanej – nowej, co jest zgodne z da-

nymi (Maselnikov, 1983), wg której wielkość wydzieleni fazy γ' w stopie EI867 nie ulega zmianie w czasie $t \leq 10000$ godz. o ile temperatura nie przewyższa temperatury starzenia, tj. 850°C.



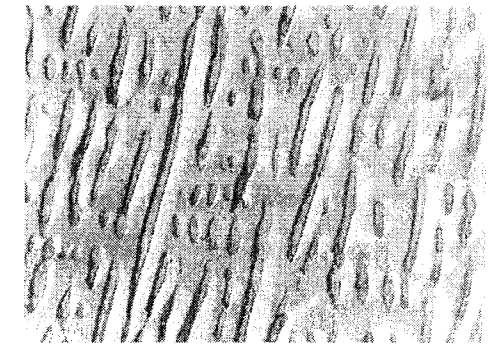
Rys. 7. Wydzielenia fazy γ' w łopatkach: a) – łopatka nowa, b) – łopatka niezniszczona po pracy w temp. gazów 690/730°C przez 70 godz., c) – łopatka pęknięta po pracy w temp. gazów 740/770°C przez 153 godz. w tym w T_{maks} ok. 10 godz. SEM, pow. x 2000 (Bojar i inni, 1998)



Rys. 8. Wydzielenia fazy γ' w łopatce nowej, po wygrzaniu w piecu, przez 10 godz.: a) $T = 800^\circ\text{C}$, b) $T = 900^\circ\text{C}$, c) $T = 1000^\circ\text{C}$. SEM, pow. x 2000 (Bojar i inni, 1998)

W łopatce pękniętej wydzielenia te uległy wzrostowi, a ich krawędzie zaokrąglieniu, wskutek częściowego rozpuszczenia w osnowie, której temperatura była wyższa niż 900°C (rys. 9b), lecz niższa niż 1000°C (rys. 9c), o czym świadczą różnice w kształcie wydzieleni.

Badania dodatkowe umożliwiły zwiększenie dokładności szacowania maksymalnej temperatury, albowiem z kształtu wydzieleni fazy γ' przy krawędzi natarcia łopatki – w strefie ini-



Rys. 9. Wydzielenia fazy γ' w materiale łopatki pękniętej. TEM - replika. pow. x 8000 (Eksperytyza, 1998)

cjacji pęknięć (rys. 10) – wynika, że temperatura materiału raczej była bliższa 1000°C (rys. 9c) niż 900°C (rys. 5b). Do obliczeń przyjęto więc, że temperatura ta wynosiła około 970°C.

Obliczenia wytrzymałościowe wykazały, że w stanach ustalonych, na krawędzi łopatek, naprężenia quasi - statyczne σ_{maks} wynosiły 175 MPa.

Wytrzymałość na pełzanie stopu EI867, w temperaturze 950°C, dla 100 godz., wynosi $\sigma_{100} = 110$ MPa (Maselnikov, 1983). W temperaturze 900°C przy naprężeniu 300 MPa trwałość przy pełzaniu wynosi 25 godz. (Salin i inni 1981).

Z powyższych danych wynika, że pełzanie nie mogło być przyczyną pęknięcia łopatek. W cyklach termicznych, na krawędzi natarcia łopatek, naprężenia zmieniały się co 10 s., od +300 MPa do -240 MPa, a więc znacznie przewyższały poziom naprężeń quasi - statycznych. Według (Salin i inni, 1981) w temp. 900°C, dla 30 minutowego cyklu pracy, przy $\sigma_{maks} = 300$ MPa i $\sigma_{min} = 180$ MPa, trwałość wynosiła, 42 godz. Warunki pracy łopatek turbiny silnika K - 16, zarówno pod względem wartości $\Delta\sigma$ jak i temperatury, oraz prędkości jej zmian były znacznie ostrzejsze.

4. Konkluzja

Analiza wykazała, że przyczyną zniszczenia łopatek turbiny było zmęczenie cieplne z niewielkim udziałem pełzania.

Pełzanie spowodowało zmianę kształtu wydzieleni fazy γ' – wydłużone w kierunku głównych naprężeń statycznych, w wyniku ukierunkowanej dyfuzji atomów składników tej fazy.

LITERATURA

1. **Balicki W.** (1999): Pomiary i analiza obciążeń silnika turbinowego, *Instytut Lotnictwa*, Nr 4/99 (159), str. 67. Warszawa.
2. **Bojar Z., Czujko T., Mizak K., Komorek Z., Zasada D.** (1998): *Sprawozdanie WAT* Nr 4/10/98, Warszawa.
3. **Fałęcki J. i inni.** (1998): Silnik K-16. *Opis silnika*, Warszawa.
4. **Maselnikov S. G.** (1983): Zaropročnyje stale i splawy, *Sprawochnik Metalurgija*, Moskwa.
5. **Miller S.C., Bennett H.W.** (2000): Future trends in Propulsion, *World Aerospace Profile*.
6. **Ponomariew B.A.** (1982): Nastojaščyje i buduščyje awiacionnych dwigateliojnojnoje izdatielstwo ministerstwa obrony SSSR, Moskwa.
7. Praca zbiorowa.(2000): Turbinowe silniki lotnicze w ujęciu problemowym. *Polskie Naukowo-Techniczne Towarzystwo Eksploatacyjne Komisja w Lublinie*. Lublin.

8. **Salin R. E., Bulygin I. P., Golubowskij E. R.** (1981): Zaropročnost splawov dla gazoturbinnych dwigatelej. *Metalurgija*, Moskwa.
9. **Srinivasan A.V.** (1997): Flutter and Resonant Vibration Characteristics of Engine Blades. *Trans. of the ASME. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, October, Vol. 119.
10. **Tretjačenko G. N. i inni** (1985): Termičeskaja ustalost materialov v uslovijach neodnorodnogo termonaprazennogo sostojanija. *Naukova Dumka*, Kijów.
11. (1987): Inostrannyje awiacionnyje dwigateli. *CIAM*.
12. (1997): A review of Rolls-Royce turbine blade technology. *Aircraft Engineering and Aerospace Technology*, Vol. 69, No. 2.
13. (1998): *Ekspertyza „PZL-Rzeszów”*. Rzeszów.

THE CAUSE ANALYSIS OF THE AIRCRAFT ENGINE TURBINE BLADES FAILURE

Abstract: The work deals with the investigation of a cause the turbine blades failure. The main problems connected with the aircraft engine designing were described. A particular attention has been stressed on to the working blades environment. Quite a big difference exists between the gas in-and-out flowing the turbine temperature measured and the real temperature in the working blades. The authors analyzing the cause of the blades failure show how to estimate the real temperature and to identify the destruction mechanism. In this case it was the thermal fatigue of the blade material.

Jerzy Gagan*

KALIBRACJA UKŁADÓW POMIAROWYCH W PRECYZYJNYCH POMIARACH TEMPERATURY

Streszczenie: W pracy zaprezentowano wielopunktowy układ pomiaru temperatury z wykorzystaniem termoelementów typu K z jedną spoiną odniesienia oraz wielopunktowy układ pomiarowy zbudowany na bazie oporowych czujników temperatury RTD. Przedstawiono metody kalibracji, porównanie wyników uzyskanych przed kalibracją i po kalibracji oraz przeprowadzono analizę błędów pomiarowych.

1. Wprowadzenie

Metody pomiaru temperatury oparte na zastosowaniu termoelementów i czujników oporowych są wciąż powszechnie stosowane, aczkolwiek posiadają niewątpliwe wady, do których należy przede wszystkim zaliczyć inwazyjny charakter pomiaru (Wiśniewski, 1983; Michalski i Eckersdorf, 1993; Fodemski, 2001). W przypadku termoelementów uzyskuje się stosunkowo słaby sygnał podatny na zakłócenia elektromagnetyczne. Występują także niepożądane napięcia termoelektryczne w obwodach elektrycznych na stykach różnych metali. Niepodważalnymi zaletami tego sposobu pomiaru temperatury są jednak: punktowy charakter pomiaru, mała bezwładność i elastyczność czujnika (co umożliwia pomiar w trudno dostępnych miejscach) oraz szeroki zakres pomiarowy.

Oporowe czujniki pomiarowe umożliwiają zbudowanie układu pomiarowego charakteryzującego się większą odpornością na zakłócenia i większą dokładnością przy jednoczesnym uproszczeniu układów pomiarowych.

Podstawowym problemem w miernictwie, w tym również w pomiarach temperatury, jest wiarygodność uzyskanych wyników. Dane producenta dotyczące odchyłek pomiarowych czujników oraz mierników nie zawsze są zadowalające. Nieliniowość charakterystyki zarówno termoelementów jak i czujników oporowych oraz utrudniony dostęp do stałych punktów odniesienia temperatury, na podstawie

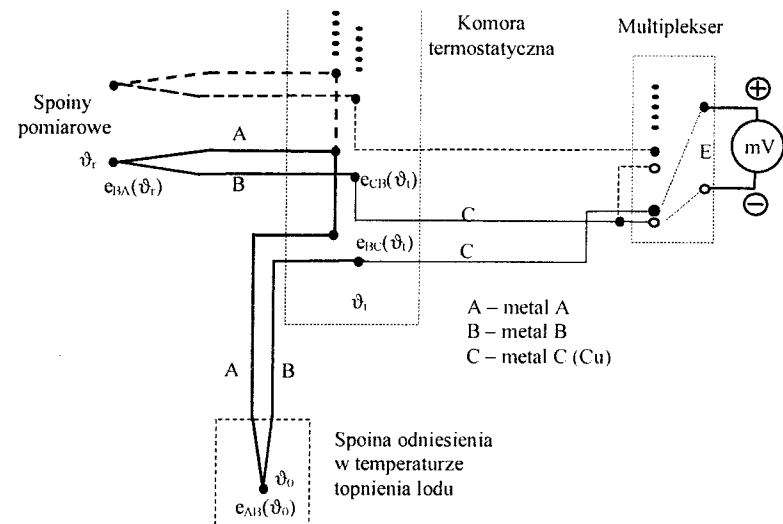
* Politechnika Białostocka, Wydział Mechaniczny, Katedra Termodynamiki i Mechaniki Płynów, ul. Wiejska 45C, 15-351 Białystok, email: jerzygag@cksr.ac.bialystok.pl.

których można by z zadowalającą dokładnością wzorcować czujniki w całym zakresie pomiarowym, znacząco utrudniają dokonywanie dokładnych pomiarów temperatury. Dążąc do pokonania tych trudności, proponuje się przeprowadzenie kalibracji toru pomiarowego, opierając się na wskazaniach czujnika wzorcowego w przypadku termoelementów, lub uwzględnienie odchyłki wartości nominalnej rezystancji w temperaturze 0°C w przypadku czujników RTD.

W niniejszej pracy przedstawiono: układy pomiarowe, wyniki prób poprawienia dokładności pomiaru temperatury z zastosowaniem czujników termoelektrycznych i oporowych oraz analizę błędów pomiarowych. Badania obejmowały pomiary temperatury cieczy w zakresie około od 20 do 60°C, który jest najczęściej wykorzystywany w pracach laboratoryjnych.

2. Układ pomiarowy na bazie termoelementów

Do pomiaru temperatury zastosowano termoelementy płaszczowe NiCr-NiAl, wykonane w klasie 1 przez firmę CZAKI THERMO-PRODUCT (Katalog wyrobów Firmy CZAKI THERMO-PRODUCT). Są to cztery termoelementy typu TP-202K-b o średnicy $\phi 1,0$ mm i dziesięć termoelementów typu TP-201K-b o średnicy $\phi 0,5$ mm. Wielopunktowy układ pomiarowy zbudowano wykorzystując cyfrowy miliwoltomierz HP 34970A o czasie całkowania 2s oraz oporze wewnętrznym >10 G Ω i multiplexer typu 34902A spełniający rolę wielopunktowego przełącznika (HP 34970A Data . . .). Zastosowanie jednej spoiny odniesienia pozwoliło zredukować liczbę przewodów pomiarowych oraz pominąć rezystory wyrównawcze. Istotną zaletą takiego układu jest wykorzystanie jednej spoiny odniesienia dla całego toru pomiarowego. Schemat układu przedstawia rysunek 1 (Michalski i Eckersdorf, 1993). Zasadniczym warunkiem otrzymania poprawnych wyników pomiaru temperatury jest utrzymywanie jednorodnej temperatury w miejscach połączeń pomiędzy termoelementami i przewodami doprowadzającymi (miedzianymi) w zbudowanej komorze termostatycznej.



Rys. 1. Schemat wielopunktowego układu pomiarowego ze spoiną odniesienia w temperaturze 0°C

Dla omawianego układu można napisać równanie napięć:

$$E = e_{CB}(t_1) + e_{BA}(t_1) + e_{AB}(t_0) + e_{BC}(t_1), \quad (1)$$

Ponieważ:

$$e_{CB}(t_1) = -e_{BC}(t_1), \quad (2)$$

to otrzymuje się:

$$E = e_{BA}(t_1) + e_{AB}(t_0), \quad (3)$$

lub

$$E = e_{BA}(t_1) - e_{BA}(t_0). \quad (4)$$

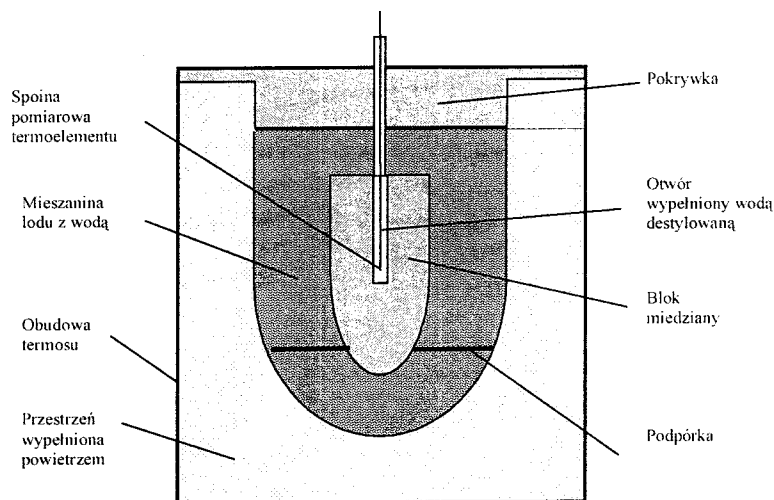
Wartość napięcia rejestrowanego na zaciskach miliwoltomierza, przy założeniu, że

$$t_0 = \text{const}, \quad (5)$$

jest funkcją temperatury t_1 .

Temperaturę odniesienia 0°C uzyskano wykorzystując przemianę fazową mieszaniny wody destylowanej i lodu. Spoina termoelementu została zanurzona w otworze z wodą destylowaną, wykonanym w miedzianym bloku. Dokładność ustalania temperatury mieści się w granicach $\pm(0,1 - 0,01^\circ\text{C})$ (Michalski i Eckers-

dorf, 1993). W przeprowadzonych badaniach przyjęto dokładność termostatowania $\delta_0 = \pm 0,02^\circ\text{C}$.



Rys. 2. Schemat budowy termostatu ze spoiną odniesienia o temperaturze 0°C

2.1. Metody konwersji sygnałów pomiarowych

Pomiar temperatury multimetrem HP 34970A polega w istocie na rejestracji napięcia i jego automatycznej konwersji, zgodnie z charakterystyką stosowanych termoelementów. Dostępne są trzy sposoby pomiaru.

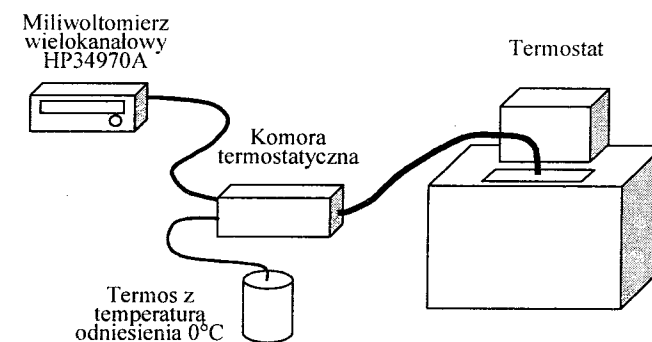
Pierwszy polega na bezpośrednim podłączeniu przewodów termoelementów do zacisków w module pomiarowym. W tym przypadku temperaturą odniesienia jest zmierzona temperatura otoczenia zacisków pomiarowych i z tego powodu ta metoda jest najmniej dokładna.

Drugi sposób polega na zastosowaniu zewnętrznych spoin oraz źródła odniesienia, którego temperaturę mierzy się dodatkowym czujnikiem.

Trzeci sposób jest identyczny z drugim, ale z tą różnicą, że stosuje się dokładniejszą metodę ustalania temperatury odniesienia, której wartość zapisuje się w pamięci miernika. Ten sposób jest najbardziej dokładny.

2.2. Kalibracja toru pomiarowego

W sytuacji, gdy jest wymagany pomiar temperatury w wąskim zakresie, dokładność poprzedniej metody może nie być zadowalająca. W takim przypadku dobrym rozwiązaniem może być przeprowadzenie kalibracji toru pomiarowego na stanowisku, którego schemat przedstawiono na rysunku 3. Kalibrację termoelementów przeprowadzono mierząc temperaturę za pomocą czujnika oporowego Pt-PtRh10, który przyjęto jako wzorcowy. Idea kalibracji oparta została na założeniu liniowej charakterystyki termoelementów typu K (NiCr-NiAl) w wąskim zakresie mierzonej temperatury. Kalibracja polegała na rejestracji temperatury mierzonej czujnikiem wzorcowym oraz napięcia – termoelementami umieszczonymi w naczyniu z olejem transformatorowym, które z kolei zostało zanurzone w termostatowanym medium w postaci wody.



Rys. 3. Schemat stanowiska do kalibracji toru pomiaru temperatury

Odczyty przeprowadzono w pięciu punktach w zakresie ok. $29 - 55^\circ\text{C}$, wygrzewając kolejne ustalone stany przez około 30 min. Otrzymane serie danych posłużyły do wyznaczenia rzeczywistych charakterystyk termoelementów w postaci dwóch współczynników (a i b) równania linii prostej:

$$t = a \cdot U + b, \quad (6)$$

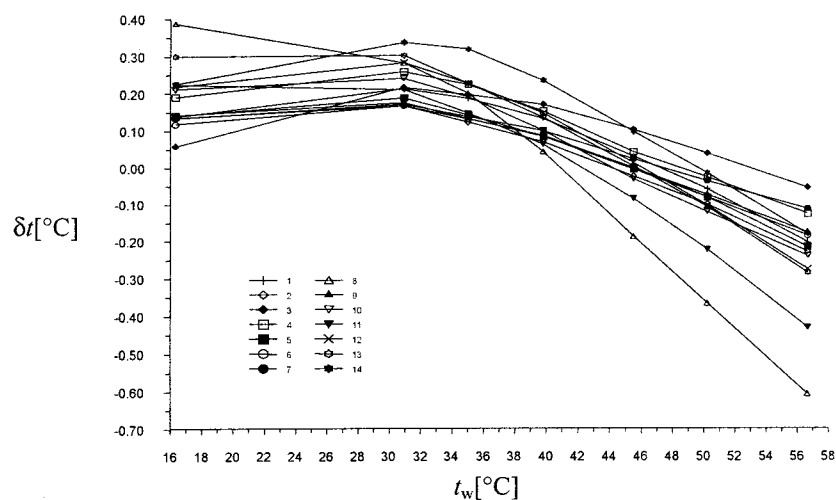
gdzie: t [$^\circ\text{C}$] - temperatura mierzona, U [V] – rejestrowane napięcie.

W tablicy 1 zestawiono współczynniki zlinearyzowanych charakterystyk 14 torów pomiarowych. Wyznaczone współczynniki zostały wykorzystane do przekalowania wskazań miernika HP 34970A z [V] na [$^\circ\text{C}$].

Tab. 1. Wyznaczone współczynniki równania (6) jako charakterystyki 14. torów pomiarowych

Współczynniki	Nr toru pomiarowego						
	1	2	3	4	5	6	7
a	24673	24712	24593	24517	24812	24526	24601
b	0,5057	0,4265	0,5437	0,6171	0,3491	0,6350	0,5105
	8	9	10	11	12	13	14
a	24745	24498	24524	24634	24588	24648	24715
b	0,4455	0,5966	0,6403	0,5586	0,5696	0,5010	0,4495

Rysunek 4 przedstawia różnice wskazań termometru wzorcowego (czujnik Pt-PtRh10 po uwzględnieniu rzeczywistej wartości rezystancji w temperaturze 0°C) i odczyty z termoelementów w funkcji temperatury wzorcowej (w zakresie od 16 do 57°C) bez uwzględnienia kalibracji toru pomiarowego.



Rys. 4. Zarejestrowane odchyłki $\delta t = t_w - t$ w funkcji temperatury wzorcowej (t_w – temperatura odczytana z termometru wzorcowego, t – temperatura zmierzona za pomocą termoelementów) bez kalibracji toru pomiarowego

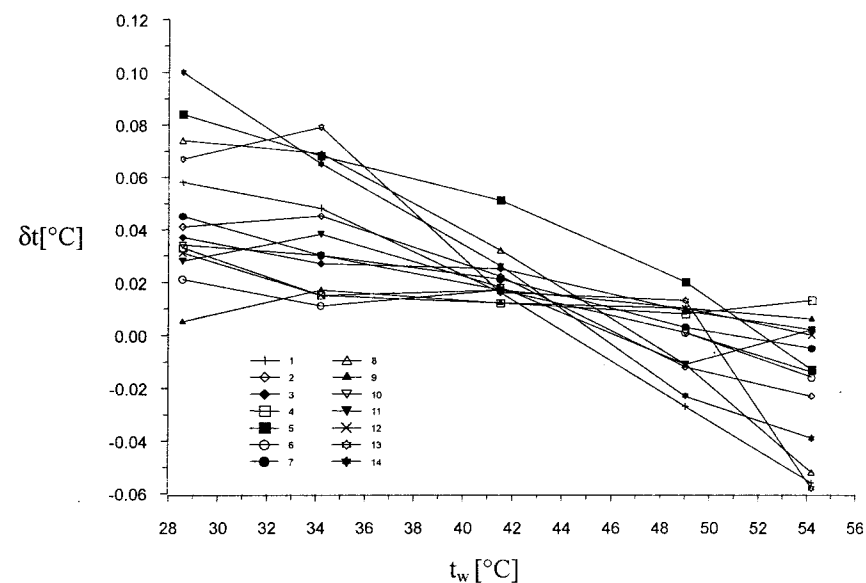
Błąd metody składa się z następujących składników:

- błędu pomiaru temperatury miernika HP 34970A za pomocą termoelementów wynoszących $\delta_m = \pm 1^\circ\text{C}$ w zakresie temperatury od -100°C do 600°C ,
- błędu czujników termoelektrycznych – $\delta_{cz} = \pm 1,5^\circ\text{C}$ w zakresie od -40°C do 375°C (ze względu na fakt, że pomiar temperatury jest wynikiem różnicy na-

pięć na dwóch termoelementach: pomiarowym i odniesienia, wartość odchyłki podwaja się),

– błędu stabilizacji temperatury odniesienia (topnienia lodu) – $\delta_0 = \pm 0,02^\circ\text{C}$.
Całkowity błąd metody w zakresie od -40°C do 375°C wynosi $\delta = \pm 4,02^\circ\text{C}$. Z wykresu widać, że w badanym zakresie jest zachowana dokładność. Stosowanie tej metody może być zadowalające w przypadku, gdy nie jest wymagana duża dokładność pomiaru w szerokim zakresie temperatury.

Rysunek 5 przedstawia różnice odczytów z termometru wzorcowego i zmierzonej temperatury termoelementami w funkcji temperatury wzorcowej po przeprowadzeniu kalibracji toru pomiarowego.



Rys. 5. Zarejestrowane odchyłki $\delta t = t_w - t$ w funkcji temperatury wzorcowej (t_w – temperatura odczytana z termometru wzorcowego, t – temperatura zmierzona za pomocą termoelementów po kalibracji)

Dokładność przedstawionej metody jest sumą następujących błędów:

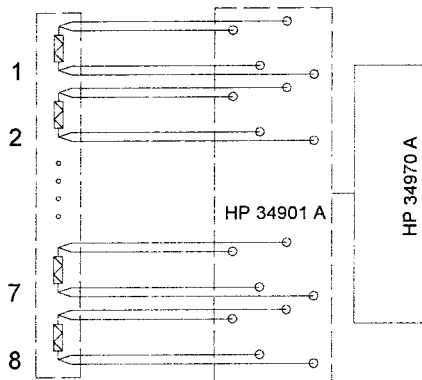
- błędu pomiaru napięcia miłiwoltomierza HP 34970A, co w przeliczeniu na $^\circ\text{C}$, w badanym zakresie odpowiada $\delta_m = \pm 0,1^\circ\text{C}$,
- błędu stabilizacji temperatury odniesienia 0°C , $\delta_0 = \pm 0,02^\circ\text{C}$,
- błędu odczytu temperatury z czujnika wzorcowego, $\delta_w = \pm 0,124^\circ\text{C}$.

Całkowity błąd wynikający z sumy błędów składowych ma wartość $\delta = \pm 0,244^\circ\text{C}$. Uwzględniając uchyb czujnika oporowego z rysunku 5 dochodzi się do wniosku,

że zarejestrowane wartości napięć mieszczą się w granicach wyznaczonego błędu pomiarowego.

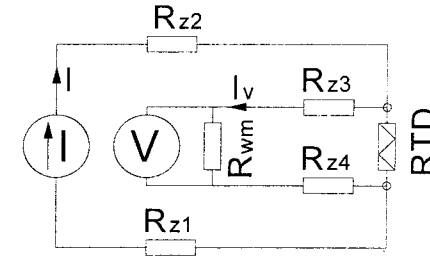
3. Układ pomiarowy na bazie oporowych czujników temperatury

Do pomiaru temperatury zastosowano oporowe czujniki temperatury RTD (Pt100 typu TP-261 o długości 100 mm) wykonane w klasie 1 przez firmę CZAKI THERMO-PRODUCT (Katalog wyrobów Firmy CZAKI THERMO-PRODUCT). Wykorzystano 8 czujników umieszczonych w płaszczu metalowym o średnicy $\phi 3$ mm, przy czym zastosowano połączenie czteroprzewodowe, co umożliwiło wyeliminowanie wpływu rezystancji przewodów pomiarowych na wynik. Do odczytu temperatury wykorzystano multimetr typu HP 34970A z dwudziestokanałowym panelem pomiarowym 34901A (HP 34970A Data . . .) wraz z oprogramowaniem do sterowania pracą urządzenia i wizualizacją wyników (Bench Link HP). Rysunek 6 przedstawia schemat blokowy układu pomiarowego.



Rys. 6. Schemat wielopunktowego układu pomiarowego zbudowanego z zastosowaniem czujników oporowych RTD

Rysunek 7 przedstawia układ elektryczny wyjaśniający zasadę pomiaru oporu (temperatury) czujnikiem RTD z wykorzystaniem połączenia czteroprzewodowego. Stosowne działania sprowadzają się do pomiaru napięcia na oporniku, przez który płynie prąd o stałym natężeniu. Wykorzystanie oddzielnych obwodów (prądowego i napięciowego) pozwala na eliminowanie błędów związanych z rezystancją przewodów.



Rys. 7. Schemat układu elektrycznego do czteroprzewodowego pomiaru rezystancji

Zaletami takiego rozwiązania są:

- mała wrażliwość na zakłócenia elektromagnetyczne,
- prosta budowa układu pomiarowego,
- wykorzystanie jednego miernika do wszystkich punktów pomiarowych,
- eliminowanie wpływu rezystancji przewodów na wynik pomiaru.

Podstawowe równania dla przedstawionego układu mają postać:

$$R_{RTD} = \frac{I_v (R_{z3} + R_{z4} + R_{wm})}{I}, \quad (7)$$

$$\text{dla: } R_{wm} \gg R_{z3} + R_{z4} \text{ oraz } R_{wm} I_v = U, \quad (8)$$

$$\text{otrzymuje się: } R_{RTD} = \frac{U}{I}, \quad (9)$$

gdzie: R_{z1} do R_{z4} - rezystancje przewodów, I_v - prąd w obwodzie napięciowym, I - prąd w obwodzie prądowym, U - napięcie mierzone przez miliwoltomierz, R_{wm} - rezystancja wewnętrzna miliwoltomierza.

Pomiary przeprowadzono przy wykorzystaniu ultratermostatu UT15C. Odczyty temperatury przeprowadzono w zakresie od 30 do 60 °C, wygrzewając czujniki w kolejnych stanach ustalonych przez około 30 min. Uzyskane wyniki odniesiono do wskazań czujnika wzorcowego Pt-PtRh10. Czujnik wzorcowy wykalirowano w temperaturze 0°C. W pomiarach uwzględniono poprawkę uzyskaną z kalibracji.

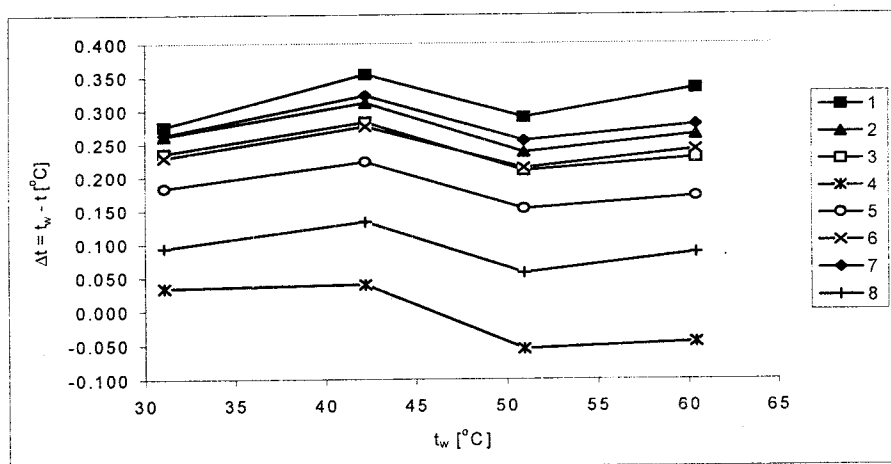
3.1. Kalibracja toru pomiarowego

W sytuacji, gdy konieczny jest pomiar z większą dokładnością, – przy wykorzystaniu standardowych czujników – można przeprowadzić skalowanie wykorzystując punkt topnienia lodu. Skalowanie czujników polegało na: wyznaczeniu rezystancji w temperaturze 0°C, wyliczeniu poprawek i wprowadzeniu ich do pamięci urządzenia pomiarowego. Otrzymane wartości poprawek przedstawiono w tabeli 2.

Tab. 2. Zestawienie odchylek rezystancji

Numer czujnika	1	2	3	4	5	6	7	8
Odchyłka od wartości nominalnej	0,132	0,099	0,091	0,093	0,077	0,079	0,069	0,067

Rysunek 8 przedstawia wyniki uzyskane po przeprowadzeniu pomiarów temperatury, przy przyjęciu rezystancji poszczególnych czujników zgodnie z danymi katalogowymi. Charakterystyki obrazują różnicę wskazań badanych czujników w stosunku do wskazań czujnika wzorcowego w funkcji temperatury wzorcowej.

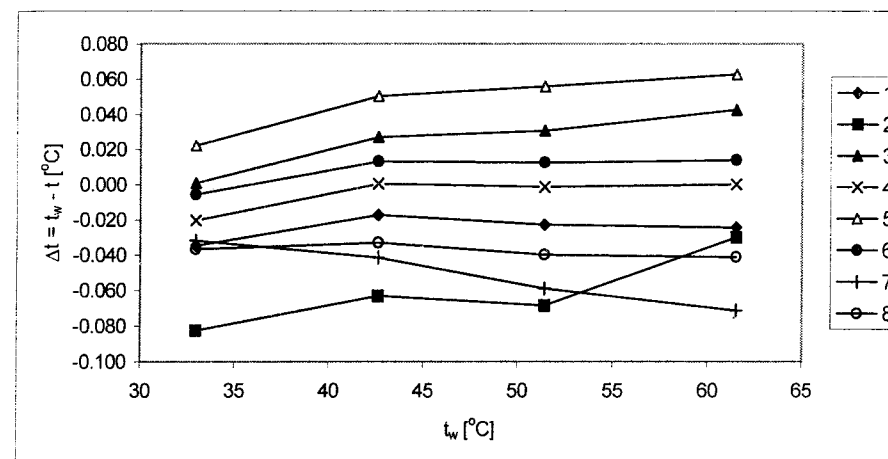


Rys. 8. Wyniki pomiarów uzyskane bez skalowania czujników

Błąd metody składa się z następujących składników:

- błędu pomiaru temperatury miernika HP 34970A za pomocą oporowych czujników temperatury – $\delta_m = \pm 0,06$ °C,
- błędu czujników oporowych – $\delta_{cz} = \pm(0,002*t+0,15)$ °C.

Całkowity błąd jest zależny od temperatury i wynosi $-\delta = \pm(0,002*t+0,21)$ °C. Dla temperatury od 0 °C do 60 °C zawiera się w przedziale: $\delta_0 = \pm 0,21$ °C do $\delta_{60} = \pm 0,33$ °C. Błąd tak realizowanego pomiaru może być akceptowany w przypadkach, gdy nie jest wymagana duża dokładność. Metoda ta pozwala na przeprowadzenie szybkiego i stosunkowo prostego pomiaru temperatury.



Rys. 9. Wyniki pomiarów uzyskanych ze skalowaniem czujników

Rysunek 9 przedstawia zarejestrowane różnice między wskazaniami czujnika wzorcowego i skalowanych czujników (w funkcji temperatury). Wprowadzenie współczynników spowodowało około dwukrotne zmniejszenie błędów wskazań czujników. Ponadto, rozrzut wskazań poszczególnych czujników znacznie zmalał.

Błąd metody składa się z następujących składników:

- błędu pomiaru temperatury miernika HP 34970A za pomocą czujników oporowych – $\delta_m = \pm 0,06$ °C,
- błędu punktu odniesienia – $\delta_0 = \pm 0,05$ °C,
- błędu wynikającego z samopodgrzewania się czujnika (prąd 1 mA, co przy temperaturze 0°C daje moc 0,1 mW, a po przeliczeniu na temperaturę wynosi 0,014°C).

Całkowity błąd pomiaru wynosi $-\delta = \pm 0,124$ °C.

4. Podsumowanie

Przeprowadzone pomiary pozwalają stwierdzić, że zasadne jest wykonywanie skalowania standardowych urządzeń pomiarowych w celu uzyskania większej precyzji pomiaru. Należy przy tym zwrócić uwagę na fakt, że uzyskanie zwiększonej dokładności dotyczy wąskiego zakresu pracy czujnika. Poszerzenie zakresu skalowania czujnika, uwzględniające nieliniowość charakterystyk, wiązałoby się z koniecznością zastosowania dodatkowych precyzyjnych punktów odniesienia oraz wyznaczania (z wykorzystaniem tych punktów) krzywych, przybliżających charakterystykę rzeczywistą. Przedstawione metody można wykorzystać w pracach prowadzonych w wąskich zakresach temperatury, gdy konieczne jest uzyskanie zwiększonej dokładności pomiaru i nie jest możliwe przeprowadzenie cechowania czujnika w pełnym zakresie pomiarowym.

LITERATURA

1. **Wiśniewski S.** (1983): *Pomiary temperatury w badaniach silników i urządzeń cieplnych*. WNT Warszawa, 112-161.
2. **Michalski L., Eckersdorf K.** (1993): *Pomiary temperatury*, WNT, Warszawa 1986, 51-115.
3. **Fodemski T.**, red. (2001): *Pomiary cieplne, część I*, WNT, Warszawa, 125-131.
4. Katalog wyrobów Firmy CZAKI THERMO-PRODUCT, B.9. C.6. C.7.
5. HP 34970A Data Acquisition/Switch Unit, User's Guide.

CALIBRATION OF MEASURING SYSTEMS IN PRECISE TEMPERATURE MEASUREMENT

Abstract: The paper presents two multipoint temperature measurement system based on the K type thermocouple and on the RTD probe. The methods of system calibration, analysis and comparison of temperature measurement results have been shown.

Pracę wykonano w ramach realizacji pracy statutowej S/WM/2/01.

Jan Galicki*, Bogusław Hościło**

OPIS WYTRZYMAŁOŚCI DREWNA SOSNOWEGO NA ROZCIĄGANIE W PŁASZCZYŹNIE ORTOTROPII LR

Streszczenie: W pracy przedstawiono opis zniszczenia drewna sosnowego w warunkach rozciągania w płaszczyźnie ortotropii LR. Do opisu wykorzystano anizotropowe kryteria zniszczenia Askenazi i Misesa. Opis został sformułowany na bazie wytrzymałości na rozciąganie drewna na różnych kierunkach obciążenia w stosunku do jego włókien. Przeprowadzone obliczenia wykazały, że tylko kryterium Askenaziego daje poprawny opis zniszczenia.

1. Wprowadzenie

Drewno jest materiałem konstrukcyjnym, którego wytrzymałość jest uwarunkowana przede wszystkim specyficzną budową komórkową. Ścianki tych komórek utworzone są z włókien celulozowych na bazie fibryli, które są ułożone wzdłuż nich spiralnie. To sprawia, że drewno jest materiałem porowatym i włóknistym. W gatunkach drewna miękkiego (takim jest sosna) w przekroju poprzecznym widoczny jest wyraźny rozdział drewna na drewno późne i wczesne. W przyroście rocznym słoja drewna wczesne charakteryzuje się znacznie cieńszą strukturą ścianek komórkowych niż drewno późne. Ponadto szerokość drewna wczesnego jest znacznie większa niż drewna późnego. Zatem właściwości mechaniczne drewna znacznie się różnią w zależności od rozpatrywanego kierunku. Występuje tu znaczna anizotropia tych właściwości. Związane to jest przede wszystkim z różną zawartością drewna wczesnego i późnego w jednostce objętości. Stąd też anizotropia ta jest różna i związana jest z położeniem rozpatrywanego miejsca w pniu drzewa. Na podstawie literatury (Krzysik, 1970; Zentkeler, 1984) można wywnioskować, że w przypadku drewna sosnowego powinien istnieć związek po-

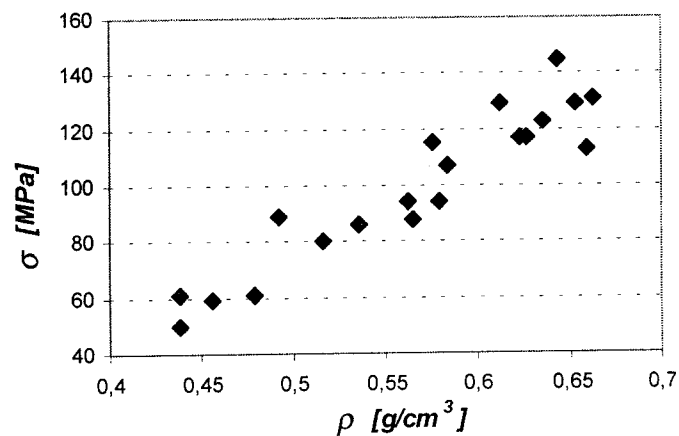
* Katedra Mechaniki Stosowanej, Wydział Mechaniczny, Politechnika Białostocka, ul. Wiejska 45 C, 15-351 Białystok.

** Katedra Podstaw Konstrukcji Maszyn, Wydział Mechaniczny, Politechnika Białostocka, ul. Wiejska 45 C, 15-351 Białystok.

między tymi właściwościami a masą właściwą drewna. Wnioskować można o tym stąd, że:

1. Ścianki komórek zbudowane są w 100% z włókien celulozy, które w sposób szczególny decydują o właściwościach mechanicznych,
2. Przyrosty drewna późnego w zasadzie niewiele różnią się od siebie w przeciwieństwie od przyrostów wczesnych.

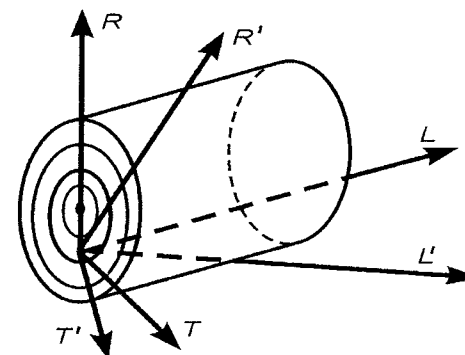
Na te zależności mogą się nakładać także inne, które wynikają przykładowo z zażywienia czy też nieco innej budowy drewna twardego i białego. Pomimo tego eksperyment w przypadku ścinania technicznego (Zentkeler, 1984) wykazał, że wytrzymałość na ścinanie wzrasta wraz z masą właściwą drewna. Również badania własne na rozciąganie drewna sosnowego wzdłuż włókien wyraźnie wykazują, że taki związek ma miejsce (rys. 1). Związane to jest ze wzrostem zawartości drewna późnego w jednostce objętości, a zatem ze wzrostem masy właściwej. Ponieważ drewno jest materiałem anizotropowym, anizotropia musi zależeć od masy właściwej. Eksperymenty przeprowadzone np. przez Czecha (1995), Hasabe, Usuki (1987), Godmana, Bodiego (1970) i własne (Galicki, 1998; Galicki i Czech, 2001) wykazują ponadto, że drewno może być traktowane jako ciało ortotropowe.



Rys. 1. Zależność wytrzymałości drewna sosnowego na rozciąganie wzdłuż włókien od masy właściwej (wartości przeliczone do 12% wilgotności) bez uwzględnienia ułożenia słoje w przekroju poprzecznym. Niepublikowane badania własne

Jeśli przyjąć układ współrzędnych LRT w stosunku do pnia drzewa jak na rysunku 2, gdzie L – oś skierowana wzdłuż pnia drzewa, R – wzdłuż promienia (w przekroju poprzecznym), T – stycznie do słoje, to dla ciała ortotropowego wła-

ściwości mechaniczne powinny być wzdłuż tych osi takie same, niezależnie od położenia ich w przestrzeni.



Rys. 2. Układy osi współrzędnych LTR i układu transformowanego L'T'R'

Dla takich ciał opis wytrzymałości np. na rozciąganie można przeprowadzić stosując kryteria zniszczenia dla ciała anizotropowego w zapisie tensorowym:

1. Kryterium Misesa (1928)

$$P_{ijkl} \sigma_{ij} \sigma_{kl} = 1, \quad (1)$$

2. Kryterium Askenaziego (Askenazi i Ganov, 1972)

$$a_{ijkl} \sigma_{ij} \sigma_{kl} - \sqrt{\frac{(\sigma_{ii})^2 + \sigma_{ik} \sigma_{ik}}{2}} = 0, \quad (2)$$

3. Kryterium Tsai-Wu (Tsai i Wu, 1971)

$$F_{ij} \sigma_{ij} + F_{ijkl} \sigma_{ij} \sigma_{kl} = 1, \quad (3)$$

gdzie: F_{ij} , F_{ijkl} , a_{ijkl} – składowe tensorów wytrzymałości,

σ_{ij} , σ_{kl} , σ_{ii} , σ_{ik} – składowe tensora naprężeń.

W przypadku obrotu układu współrzędnych LRT do położenia L'R'T', kryteria te w zapisie tensorowym sprowadzają się do postaci:

$$\alpha_{im} \alpha_{jn} \alpha_{ko} \alpha_{lp} P_{mnop} \sigma'_{ij} \sigma'_{kl} = 1, \quad (4)$$

$$\alpha_{im} \alpha_{jn} \alpha_{ko} \alpha_{lp} a_{mnop} \sigma'_{ij} \sigma'_{kl} - \sqrt{\frac{(\sigma'_{ii})^2 + \sigma'_{ik} \sigma'_{ik}}{2}} = 0, \quad (5)$$

$$\alpha_{im}\alpha_{jn}P_{mn}\sigma_{ij}' + \alpha_{im}\alpha_{jn}\alpha_{ko}\alpha_{lp}P_{mnop}\sigma_{ij}'\sigma_{kl}' = 1, \quad (6)$$

gdzie: α_{im}, α_{jn} – kosinusy kierunkowe
 $P_{mn}, P_{mnop}, a_{mnop}$ – składowe tensora wytrzymałości we współrzędnych LRT
 $\sigma_{ij}', \sigma_{kl}', \sigma_{ii}', \sigma_{ik}'$ – składowe tensora naprężeń we współrzędnych L'R'T'.

2. Cel pracy

Głównym celem pracy jest uzyskanie opisu wytrzymałości na rozciąganie drewna sosnowego. W tym względzie przedstawione kryteria (4), (5) i (6) dla ciał anizotropowych sprowadzają się w przypadku ciał ortotropowych do postaci:

$$\left[P_{1111} \cos^4 \alpha + (2P_{1122} + 4P_{1212}) \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha + P_{2222} \sin^4 \alpha \right] \sigma_{11}'^2 \quad (7)$$

$$\left[a_{1111} \cos^4 \alpha + (2a_{1122} + 4a_{1212}) \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha + a_{2222} \sin^4 \alpha \right] \sigma_{11}'^2 = \sigma_{11}' \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & (P_{11} \cos^2 \alpha + 2P_{12} \cos \alpha \sin \alpha) \sigma_{11}' + \\ & + \left[P_{1111} \cos^4 \alpha + (2P_{1122} + 4P_{1212}) \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha + P_{2222} \sin^4 \alpha \right] \sigma_{11}'^2 = 1 \end{aligned} \quad (9)$$

Z ostatnich równań wynika, że aby uzyskać opis wytrzymałości według równań (7) i (8) należy wyznaczyć trzy stałe tj. P_{1111} bądź a_{1111} , $2P_{1122} + 4P_{1212}$ bądź $2a_{1122} + 4a_{1212}$, P_{2222} bądź a_{2222} . W przypadku kryterium Tsai-Wu należy wyznaczyć sześć stałych. łączy to się z zaplanowaniem bardziej rozbudowanych badań eksperymentalnych. Mianowicie do opisu wytrzymałości wg kryterium (9) niezbędne jest przeprowadzenie badań na dwukrotnie większej liczbie próbek. Dlatego też jeżeli to jest możliwe, opis sprowadzić należy do kryteriów (7) i (8) w przypadku prostych stanów naprężeń. Ażeby uzyskać ten opis, trzeba koniecznie określić wytrzymałość na rozciąganie dla kątów α , np. $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$, bądź trzech innych. W pierwszym przypadku równania (7) i (8) sprowadzają się do postaci:

$$\sigma_\alpha = \frac{\sigma_0}{\sqrt{\cos^4 \alpha + b_1 \sin 2\alpha + c_1 \sin^4 \alpha}}, \quad (10)$$

gdzie: $b_1 = \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{45}} \right)^2 - \frac{1+c_1}{4}$; $c_1 = \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{90}} \right)^2$ oraz

$$\sigma_\alpha = \frac{\sigma_0}{\cos^4 \alpha + b_2 \sin 2\alpha + c_2 \sin^4 \alpha}, \quad (11)$$

gdzie: $b_2 = \frac{\sigma_0}{\sigma_{45}} - \frac{1+c_2}{4}$; $c_2 = \frac{\sigma_0}{\sigma_{90}}$.

W przypadku zastosowania kątów $\alpha = 0^\circ, 30^\circ$ i 90°

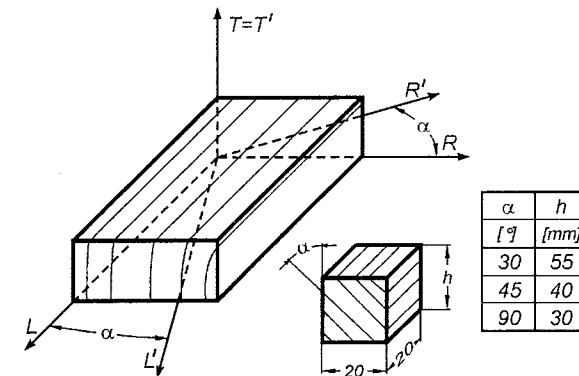
$$\sigma_\alpha = \frac{\sigma_0}{\sqrt{\cos^4 \alpha + b_3 \sin 2\alpha + c_3 \sin^4 \alpha}}, \quad (12)$$

gdzie: $b_3 = \frac{4\sigma_0^2}{3\sigma_{30}^2} - \frac{9+c_3}{12}$; $c_3 = \frac{\sigma_0^2}{\sigma_{90}^2}$ oraz

$$\sigma_\alpha = \frac{\sigma_0}{\cos^4 \alpha + b_4 \sin 2\alpha + c_4 \sin^4 \alpha}, \quad (13)$$

gdzie: $b_4 = \frac{4\sigma_0}{3\sigma_{30}} - \frac{9+c_4}{12}$; $c_4 = \frac{\sigma_0}{\sigma_{90}}$.

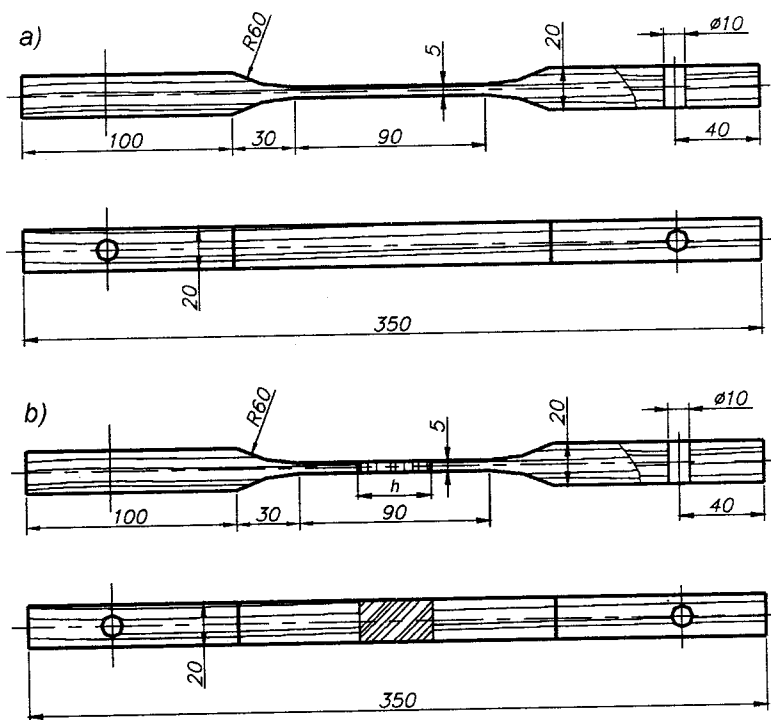
Zapisy (10) – (13) są proste, ponieważ uzyskuje się je poprzez wyznaczenie stałych c i b . Przy założeniu ortotropowości drewna zależności te mogą być użyte do opisu jego wytrzymałości przy rozciąganiu. Ponieważ z rysunku 1 wynika, że wytrzymałość drewna sosnowego na rozciąganie wzdłuż włókien σ_0 wzrasta wraz z masą właściwą ρ , celem pracy jest opis zniszczenia z uwzględnieniem jego gęstości. W tym celu przeprowadzono próby rozciągania próbek wyciętych z płaszczyzny LR, zgodnie z rysunkiem 3.



Rys. 3. Kierunki wycinania próbek oraz ich wymiary do badań na rozciąganie

3. Eksperyment

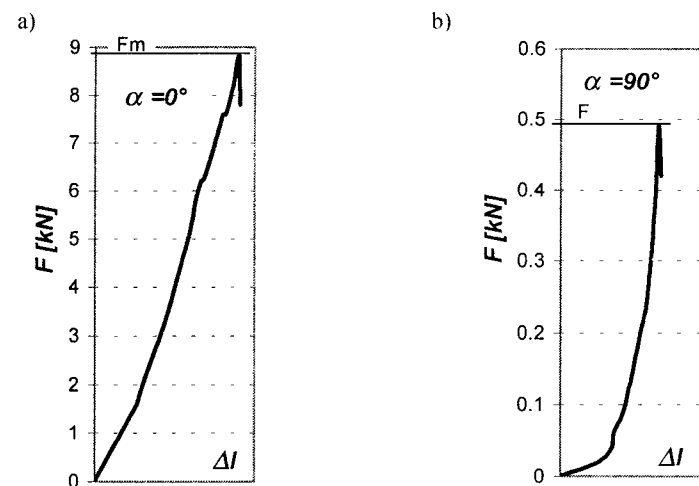
Próbki użyte do prób rozciągania były wycinane pod kątami 0° , 30° , 45° i 90° w stosunku do włókien w płaszczyźnie LR ortotropii. Trzech z tych kątów użyto do wyznaczenia stałych c i b , natomiast jeden z nich służył do weryfikacji przeprowadzonego opisu. Próbki wycinane pod kątem $\alpha = 0^\circ$ (wzdłuż włókien) wykonano zgodnie z PN-81/D-04107 (rys. 4a), natomiast pozostałe wykonano jako elementy o wymiarach podanych na rys. 3 i wklejono w środkową część próbki o wymiarach gabarytowych zgodnie z PN-81/D-04107 (rys. 4b).



Rys. 4. Próbki użyte do prób rozciągania: a) dla kąta $\alpha = 0^\circ$; b) dla kątów $\alpha \neq 0^\circ$

Zarówno próbki przy kącie $\alpha = 0^\circ$ jak i 30° , 45° i 90° wycinane były z dowolnych drzew i miejsc. W przypadku tych drugich wycinane były zawsze po trzy (tj. dla 30° , 45° i 90°) z tych samych słoje. Po wklejeniu były one obrabiane do tego samego kształtu i wymiarów co próbki o kącie $\alpha = 0^\circ$. Przez to zminimalizowano wpływ efektu de Saint Venanta na obciążenie elementu poddanego rozciąganiu. Również

z tych samych słoje, w przypadku kątów 30° , 45° i 90° , były wycinane próbki do oznaczania wilgotności i masy właściwej. Przyjęcie do prób rozciągania tak wykonanych próbek było konieczne z dwóch powodów: 1) niemożliwość wykonania próbek normowych dla kątów 0° , 30° i 90° , 2) konieczność określenia gęstości i wilgotności drewna w miejscu zerwania. W sumie do badań na rozciąganie użyto 28 próbek, zaś do określenia wilgotności i gęstości – 14 próbek. Przed próbą rozciągania wszystkie próbki (tj. do badań na rozciąganie i wilgotność) były przez sześć dni klimatyzowane w temperaturze $18\text{--}20^\circ\text{C}$ i względnej wilgotności powietrza $62\text{--}68\%$. Oznaczenie wilgotności dla próbek przy kącie $\alpha = 0^\circ$ wykonano używając do tego celu ich części uchwytowych. Oznaczenie wilgotności drewna przeprowadzono zgodnie z PN-77/D-4100, a gęstość z PN 77/D 04101. Z dokonanych oznaczeń uzyskano względną wilgotność drewna w zakresie $8,4\text{--}10,1\%$ natomiast masę właściwą ρ przeliczoną do 12% wilgotności względnej w zakresie od $0,42$ do $0,58\text{ g/cm}^3$. Podczas prób rozciągania zgodnie z PN-81/D-04107 zaobserwowano dwa mechanizmy zniszczenia. Pierwszy – dla kąta $\alpha = 0^\circ$, tj. przy rozciąganiu wzdłuż włókien, zniszczenie próbek następowało poprzez zerwanie włókien drewna późnego oraz zerwania i ścięcia włókien drewna wczesnego. Drugi – dla kątów $\alpha = 30^\circ$, 45° i 90° , gdzie zniszczenie następowało poprzez rozdzielanie materiału wzdłuż włókien drewna wczesnego. Przykładowe wykresy rozciągania dla kątów $\alpha = 0^\circ$ i 90° przedstawiono na rysunku 5.



Rys. 5. Wykresy prób rozciągania drewna sosnowego: a) $\alpha = 0^\circ$, b) $\alpha = 90^\circ$, F_m – siła niszcząca

Maksymalną siłę uzyskaną w próbie rozciągania przyjęto jako siłę niszczącą F_m . Wytrzymałość na rozciąganie σ , po przeliczeniu na wytrzymałość przy wilgotności drewna 12% obliczono na podstawie PN-81/D-04107. Zbiorcze zestawienie wytrzymałości na rozciąganie σ i masy właściwej drewna ρ w równoważnej wilgotności 12% dla kątów $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ przedstawiono w tabeli 1.

Tab. 1. Doświadczalne wartości wytrzymałości na rozrywanie σ i gęstości ρ

ρ [g/cm ³]	σ_0 [MPa]	ρ [g/cm ³]	σ_{30} [MPa]	σ_{45} [MPa]	σ_{90} [MPa]
0.434	64.3	0.451	10.9	7.0	3.7
0.442	57.6	0.471	8.7	4.4	0.9
0.511	66.5	0.482	15.9	10.1	2.1
0.527	91.4	0.483	13.2	3.0	1.2
0.534	89.4	0.500	12.8	8.5	3.3
0.537	115.2	0.510	11.6	6.4	1.5
0.591	82.4	0.577	11.8	6.0	0.8

4. Opis wytrzymałości drewna sosnowego na rozciąganie

W przypadku wzięcia pod uwagę kryterium Tsai-Wu, w postaci równania (9) do opisu zniszczenia drewna sosnowego niezbędnych jest sześć składowych tensorów wytrzymałości, które sprowadzają się do pięciu stałych. Ponieważ należy dążyć do jak najprostszego opisu wytrzymałości, a zatem także do minimalizacji przeprowadzanych prób, w dalszych rozważaniach kryterium to nie będzie stosowane. Z tabeli 1 wynika, że dla kąta $\alpha = 0^\circ$ wytrzymałość drewna na rozciąganie σ związana jest z masą właściwą ρ . Stosując aproksymację liniową, przy odrzuceniu ostatniego wyniku z tabeli 1 (z analizy statystycznej błąd gruby), uzyskano zależność:

$$\sigma_0 = -104.98 + 373.3\rho, \quad \sigma_0 [\text{MPa}], \quad \rho [\text{g/cm}^3] \quad (14)$$

przy współczynniku korelacji $r = 0,804$. Ponieważ próbki dla kątów $\alpha = 30^\circ, 45^\circ$ i 90° wycinane były kompletnie z tych samych stoi drewna, natomiast dla $\alpha = 0^\circ$ z innych, do dalszych obliczeń wykorzystano zależność (14) w przejściu na te same masy właściwe drewna. W pracy (Galicki, Czech; 2001) stwierdzono że nie jest możliwe przy ścisaniu zastosowanie kryterium Misesa, toteż w pierwszym rzędzie zostało rozpatrzone kryterium Askenaziego. Wykorzystując zależność (11) wyznaczono na podstawie σ_0, σ_{45} i σ_{90} wartości teoretyczne naprężenia σ_{30}^t . Zestawienie wyników przedstawiono w tabeli 2.

Z dużych rozrzutów wartości σ_{30}^t wynika, że w obliczeniach należy się posługiwać wartościami średnimi naprężeń przy kątach $\alpha = 30^\circ, 45^\circ, 90^\circ$. Wówczas otrzymano wartości, które zestawiono w tabeli 3. Błąd względny $r = (\sigma_{30}^t - \sigma_{30}) \cdot 100\% / \sigma_{30} = 52\%$. Ze względu na duży błąd względny przeprowadzono obliczenia bazując na σ_0, σ_{30} i σ_{90} . Zestawienie wyników przedstawiono w tabeli 4. W tym przypadku błąd względny wynosi 20%.

Tab. 2. Zestawienie obliczonych naprężeń σ_{30}^t ze średnimi doświadczalnymi σ_{30} z równania (11)

ρ	σ_0	σ_{30}	σ_{45}	σ_{90}	c_2	b_2	σ_{30}^t
[g/cm ³]	[MPa]				-		[MPa]
0.451	63.4	12.1	7.0	3.7	17.135	4.523	12.6
0.471	70.8		4.4	0.9	78.667	-3.826	27.1
0.482	75.0		10.1	2.1	35.714	-1.753	50.7
0.483	75.3		3.0	1.2	25.100	18.575	4.7
0.500	81.7		8.5	3.3	24.758	3.172	18.3
0.510	85.4		6.4	1.5	56.933	-1.140	26.2
0.577	110.4		6.0	0.8	138.00	103.25	1.3

Tab. 3. Wartości σ_{30}^t obliczone z wartości średnich σ_{45} i σ_{90} z równania (11)

ρ	σ_0	σ_{30}	σ_{45}	σ_{90}	c_2	b_2	σ_{30}^t
[g/cm ³]	[MPa]	[MPa]			-		[MPa]
0.451	63.4	12.1	6.5	1.9	33.368	1.162	18.0
0.471	70.8				37.263	1.327	18.2
0.482	75.0				39.474	1.420	18.3
0.483	75.3				39.632	1.427	18.3
0.500	81.7				43.000	1.569	18.5
0.510	85.4				44.947	1.652	18.5
0.577	110.4				58.105	2.208	18.9

Tab. 4. Wartości σ_{45}^t obliczone z wartości średnich σ_{30} i σ_{90} z równania (13)

ρ	σ_0	σ_{30}	σ_{45}	σ_{90}	c_4	b_4	σ_{45}^t
[g/cm ³]	[MPa]	[MPa]			-		[MPa]
0.451	63.4	12.1	6.5	1.9	33.368	3.456	5.3
0.471	70.8				37.263	3.946	5.2
0.482	75.0				39.474	4.225	5.2
0.483	75.3				39.632	4.245	5.2
0.500	81.7				43.000	4.669	5.2
0.510	85.4				44.947	4.915	5.2
0.577	110.4				58.105	6.573	5.2

Korzystając z kryterium Misesa (12) otrzymane wyniki zestawiono w tabeli 5. Błąd względny dla kąta $\alpha = 45^0$ wynosi 34%. Jednakże opis, podobnie jak przy ściskaniu za pomocą kryterium Misesa [6], dla małych kątów nie jest możliwy, ponieważ wartości σ_α^2 są ujemne.

Tab. 5. Zestawienie σ_{45}^t , z kryterium Misesa, ze średnimi σ_{45} z równania (12)

ρ	σ_0	σ_{30}	σ_{45}	σ_{90}	c_3	b_3	σ_{45}^t
[g/cm ³]	[MPa]	[MPa]			-		[MPa]
0.451	63.4	12.1	6.5	1.9	1113.5	-56.9	4.3
0.471	70.8				1388.5	-70.8	4.3
0.482	75.0				1558.2	-79.4	4.3
0.483	75.3				1570.7	-80.0	4.3
0.500	81.7				1849.0	-94.0	4.3
0.510	85.4				2020.3	-102.7	4.3
0.577	110.4				3376.2	-171.1	4.3

4. Wnioski

1. Przy zastosowaniu kryterium Askenaziego możliwy jest opis wytrzymałości na rozciąganie drewna sosnowego jako materiału ortotropowego z włączeniem parametru masy właściwej.
2. Przy dużej anizotropii wytrzymałości na rozciąganie (wartości σ_0 i σ_{90} z tabeli 1) do opisu należy stosować wartości σ_0 , σ_{90} i naprężenie σ_α przy małych wartościach kąta α .
3. Istnieją dwa mechanizmy zniszczenia drewna przy rozciąganiu. Pierwszy polega na zerwaniu włókien drewna późnego z ewentualnym ścięciem drewna wczesnego. Występuje on przy kącie $\alpha = 0^0$. Dla kątów $\alpha = 30^0$, 45^0 i 90^0 występuje drugi mechanizm zniszczenia, polegający na rozdzieleniu się drewna wzdłuż drewna wczesnego.
4. Wytrzymałość drewna na rozciąganie dla $\alpha = 0^0$ zależy od masy właściwej, zaś dla $\alpha = 30^0$, 45^0 , 90^0 jest niezależna od gęstości.
5. Nie jest możliwy, w ujęciu Misesa, opis wytrzymałości na rozciąganie drewna sosnowego.

LITERATURA

1. **Askenazi E. K., Ganov Z. V.** (1972): Anizotropija konstrukcionnyh materialov. *Masinostroneniye*. Leningrad.
2. **Czech M.** (1995): Kryteria wytrzymałościowe i równania konstytutywne sprężystości ciał ortotropowych. Wydawnictwa Politechniki Białostockiej.
3. **Galicki J.** (1998): Description of pine wood failure under compression stress. *Zeszyty Nauk. P. Białostockiej*. Nauki Techniczne Nr 20, Ser. Mech., Z. Nr 20, 25-34.
4. **Galicki J., Czech M.** (2001): Compression strength of pine wood in the main orthotropy plane. *Journal of Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 4, No. 3.
5. **Goodman J. R., Bodig J.** (1970): Orthotropic elastic properties of wood, *Journal of the Structural Division*. Vol. 96, No ST11, 2301-2318.
6. **Hasabe K., Usuki S.** (1987): Application of orthotropic failure criterion to wood. *Journal of Engineering Mechanics*, Vol. 115, No 4, 867-872.
7. **Krzysik F.** (1970): *Nauka o drewnie*. PWN, Warszawa.
8. **Mises R.** (1928): Mechanik der plastischen Formänderungen von Kristallen. *Zeitschrift für angew. Mat. und Mech.*, 161-185.
9. **Tsai S. W., Wu E. M.** (1971): A general failure criterion for anisotropic materials, *Journal Composite Materials*, Vol. 5, 58-80.
10. **Zentkeler M.** (1984): *Kleje i klejenie drewna*, PWN, Warszawa.

DESCRIPTION OF PINE WOOD TENSILE STRENGTH IN LR ORTHOTROPY PLANE

Abstract: The description of pine wood tensile strength in the LR orthotropy plane is presented in this report. In this aim Askenazi and Mises failure criteria were considered. These criteria were formulated on the base of results obtained from tensile tests. The tests showed that tensile strength is dependent on density mass for direction of loading to grain angle $\alpha = 0^0$ and independent on one $\alpha = 30^0$, 45^0 and 90^0 . The calculation showed that description by Askenazi criterion of pine wood tensile strength is correct.

Autorzy składają podziękowania dr hab. M. Czechowi za cenne uwagi uzyskane w trakcie realizacji tej pracy.

Pracę wykonano w ramach tematu W/W/M/2/01.

Roman Kulczycki-Żyhajło*

TRÓJWYMIAROWE ZAGADNIENIA KONTAKTOWE TERMOSPŘĘŻYSTOŚCI DLA PÓŁPRZESTRZENI POPРZECZNIЕ IZOTROPOWEJ

Streszczenie: W pracy przedstawiono algorytm rozwiązywania trójwymiarowych zagadnień kontaktowych termosprężystości dla półprzestrzeni poprzecznie izotropowej. Rozwiązanie uzyskuje się przy założeniu, że płaszczyzna izotropii jest równoległa do powierzchni półprzestrzeni. Wykazano, że rozwiązanie zagadnień kontaktowych dla półprzestrzeni poprzecznie izotropowej można zredukować do rozwiązania zagadnienia w przypadku izotropii.

1. Wprowadzenie

Szerokie wykorzystanie materiałów anizotropowych w konstrukcjach inżynierskich powoduje wzrost zainteresowania opracowaniem efektywnych metod rozwiązywania zagadnień kontaktowych termosprężystości dla ciał z takich materiałów. Jest to tym bardziej istotne, że równania termosprężystości dla ciał anizotropowych są, z matematycznego punktu widzenia, podobne do równań, którymi opisuje się różnego rodzaju materiały kompozytowe, na przykład kompozyty warstwowe (Matysiak, 1989). W pracy Kulczyckiego-Żyhajły (1999), opierając się na algorytmie (Aköz i Tauchert, 1972), uwzględniono wytwarzanie ciepła w płaskim zagadnieniu kontaktowym dla półprzestrzeni poprzecznie izotropowej. Zagadnienie zostało rozpatrzone przy założeniu, że powierzchnia półprzestrzeni jest płaszczyzną symetrii sprężystej. Okazało się, że wyjściowe zależności dla ciała poprzecznie izotropowego różnią się od odpowiednich zależności dla ciała izotropowego tylko współczynnikami. Pozwoliło to wnioskować, że rozwiązanie zagadnienia dla ciała poprzecznie izotropowego zachowuje wszystkie cechy rozwiązania zagadnienia dla ciała izotropowego (Barber, 1976; Yevtushenko i Kulchytsky-Zyhailo, 1996).

* Zakład Techniki Komputerowej, Wydział Mechaniczny, Politechnika Białostocka, ul. Wiejska 45 C, 15-351 Białystok.

W pracy (Kulchytsky-Zyhailo, 2001) rozpatrzono trójwymiarowe zagadnienie termosprężystości z uwzględnieniem wytwarzania ciepła. Rozwiązanie zagadnień osiowo-symetrycznego i płaskiego (Barber, 1976) otrzymano jako przypadki szczególne. W niniejszej pracy zaproponowano algorytm pozwalający wyniki badań trójwymiarowych zagadnień kontaktowych termosprężystości dla ciał izotropowych przednieść na odpowiednie zagadnienia kontaktowe dla ciał poprzecznie izotropowych.

2. Model matematyczny

Rozpatrzmy dwa ciała dociskane siłą P (rys. 1). Nagrzewanie (ochładzanie) jednego z ciał na pewnej odległości od obszaru kontaktu lub wytwarzanie ciepła bezpośrednio w obszarze kontaktu powoduje lokalne nagrzewanie ciała i powstanie w nim odkształceń i naprężeń termicznych.

Zakładamy:

1. drugie ciało jest nieodkształcalne;
2. fizyczne i geometryczne charakterystyki zagadnienia są takie, że istnieje możliwość, przy obliczeniu pól temperatury, przemieszczeń i naprężeń, modelowania ciała jako półprzestrzeni;
3. materiał pierwszego ciała ma właściwości poprzecznie izotropowe; płaszczyzna izotropii w każdym punkcie półprzestrzeni jest równoległa do jego powierzchni;
4. powierzchnia pierwszego ciała poza obszarem kontaktu jest wolna od obciążeń;
5. przemieszczenia pionowe punktów powierzchni ciała nieznacznie zależą od naprężeń stycznych powodowanych tarciem;

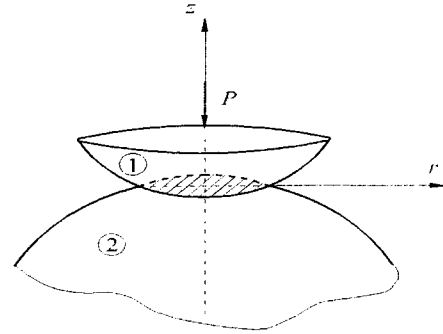
Z założenia 3 wynika, że właściwości ciała 1 są opisywane równaniami konstytutywnymi

$$\sigma_{xx} = A_1 u_{,x} + A_2 v_{,y} + A_3 w_{,z} - \beta_1 T_1, \quad \sigma_{yy} = A_2 u_{,x} + A_1 v_{,y} + A_3 w_{,z} - \beta_1 T_1, \quad (1)$$

$$\sigma_{zz} = A_3 u_{,x} + A_3 v_{,y} + A_4 w_{,z} - \beta_3 T_1, \quad \sigma_{xy} = 0.5(A_1 - A_2)(u_{,y} + v_{,x}), \quad (2)$$

$$\sigma_{xz} = A_5(u_{,z} + w_{,x}), \quad \sigma_{yz} = A_5(v_{,z} + w_{,y}), \quad (3)$$

gdzie $A_i, i = 1, \dots, 5, \beta_1, \beta_3$ są stałymi materiałowymi.



Rys. 1. Schemat rozpatrywanego zagadnienia kontaktowego

Po podstawieniu równań konstytutywnych do równań równowagi:

$$\sigma_{xx,x} + \sigma_{xy,y} + \sigma_{xz,z} = 0, \quad \sigma_{xy,x} + \sigma_{yy,y} + \sigma_{yz,z} = 0, \quad \sigma_{xz,x} + \sigma_{yz,y} + \sigma_{zz,z} = 0 \quad (4)$$

otrzymamy układ równań termosprężystości w przemieszczeniach

$$A_1 u_{,xx} + 0.5(A_1 - A_2) u_{,yy} + A_5 u_{,zz} + 0.5(A_1 + A_2) v_{,xy} + (A_3 + A_5) w_{,xz} = \beta_1 T_{,x}^{(1)}, \quad (5)$$

$$0.5(A_1 - A_2) v_{,xx} + A_1 v_{,yy} + A_5 v_{,zz} + 0.5(A_1 + A_2) u_{,xy} + (A_3 + A_5) w_{,yz} = \beta_1 T_{,y}^{(1)}, \quad (6)$$

$$A_5 w_{,xx} + A_5 w_{,yy} + A_4 w_{,zz} + (A_3 + A_5) u_{,xz} + (A_3 + A_5) v_{,yz} = \beta_3 T_{,z}^{(1)}. \quad (7)$$

Dołączając do równań (5)-(7),

- równania przewodnictwa ciepła dla ciał

$$T_{,xx}^{(1)} + T_{,yy}^{(1)} + \Lambda^2 T_{,zz}^{(1)} = 0, \quad T_{,xx}^{(2)} + T_{,yy}^{(2)} + T_{,zz}^{(2)} = 0, \quad (8)$$

gdzie $\Lambda^2 = \lambda_1/\lambda$, λ - współczynnik przewodnictwa ciepła w kierunkach równoległych do płaszczyzny izotropii, λ_1 – współczynnik przewodnictwa ciepła w kierunku prostopadłym do płaszczyzny izotropii;

- mechaniczne warunki brzegowe na powierzchni $z=0$:

$$w = h - x^2/2R_1 - y^2/2R_2, \quad (x, y) \in \Omega; \quad (9)$$

$$\sigma_{zz} = -p(x, y), \quad (x, y) \in \Omega, \quad \sigma_{zz} = 0, \quad (x, y) \notin \Omega, \quad \sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0; \quad (10)$$

- termiczne warunki brzegowe na powierzchni $z=0$;
- warunki w nieskończoności

$$u, v, w \rightarrow 0, \quad T^{(i)} \rightarrow T_0^{(i)}, \quad i = 1, 2, \quad x^2 + y^2 + z^2 \rightarrow \infty; \quad (11)$$

- warunek równowagi ciała

$$\iint_{\Omega} p(x, y) dx dy = P. \quad (12)$$

otrzymamy matematyczne sformułowanie zagadnienia.

Zaznaczmy: ponieważ celem pracy jest uzyskanie pewnej analogii pomiędzy zagadnieniami dla ciała izotropowego i poprzecznie izotropowego, a nie rozpatrywanie konkretnego zagadnienia kontaktowego, nie określamy brzegowych warunków termicznych.

3. Metoda rozwiązywania

Rozwiązanie zagadnienia (5)-(12) przedstawimy jako superpozycje dwóch rozwiązań:

$$\vec{U} = \vec{U}^e + \vec{U}^{th}, \quad \hat{\sigma} = \hat{\sigma}^e + \hat{\sigma}^{th}, \quad (13)$$

gdzie: $\vec{U}^e, \hat{\sigma}^e$ - rozwiązanie odpowiedniego zagadnienia izotermicznego ze znanym rozkładem ciśnienia kontaktowego; $\vec{U}^{th}, \hat{\sigma}^{th}$ - rozwiązanie zagadnienia termosprężystości o nagrzewaniu wolnej od naprężeń powierzchni ciała strumieniem ciepła.

Rozwiązania zagadnienia izotermicznego \vec{U}^e poszukujemy przyjmując:

$$u^e = \Phi_{1,x} + \Phi_{2,x} + \Phi_{3,y}, \quad v^e = \Phi_{1,y} + \Phi_{2,y} - \Phi_{3,x}, \quad w^e = \chi_1 \Phi_{1,z} + \chi_2 \Phi_{2,z}, \quad (14)$$

gdzie funkcje $\Phi_i, i = 1, 2, 3$ są rozwiązaniami równań różniczkowych:

$$\Phi_{i,xx} + \Phi_{i,yy} + \gamma_i^2 \Phi_{i,zz} = 0, \quad i = 1, 2, \quad \Phi_{3,xx} + \Phi_{3,yy} + 2A_5(A_1 - A_2)^{-1} \Phi_{3,zz} = 0, \quad (15)$$

$\chi_i = (\gamma_i^2 A_1 - A_5) / (A_3 + A_5)$, $\gamma_i^2, i = 1, 2$ są pierwiastkami równania

$$A_1 A_5 \gamma^4 + (A_3^2 + 2A_3 A_5 - A_1 A_4) \gamma^2 + A_4 A_5 = 0. \quad (16)$$

Uwzględniając fakt, że dla spełnienia warunków brzegowych (10) należy przyjąć $\Phi_{3,z} = 0, z = 0$, wnioskujemy, że $\Phi_3 \equiv 0$.

Zakładamy, że pierwiastki równania (16) są rzeczywiste. Należy zaznaczyć, że postać rozwiązania (14) ma miejsce tylko dla przypadku różnych pierwiastków równania (16). W przypadku par równych pierwiastków ($\gamma_1^2 = \gamma_2^2$) zależności (14) należy zamienić wyrażeniami

$$u^e = \Phi_{1,x} + z\Phi_{2,xx}, \quad v^e = \Phi_{1,y} + z\Phi_{2,yx}, \quad (17)$$

$$(A_3 + A_5)w^e = (\sqrt{A_1 A_4} - A_5)(\Phi_{1,z} + z\Phi_{2,zz}) - (\sqrt{A_1 A_4} + A_5)\Phi_{2,z},$$

gdzie funkcje Φ_1, Φ_2 są rozwiązaniami równania

$$\Phi_{,xx} + \Phi_{,yy} + \gamma_0^2 \Phi_{,zz} = 0, \quad \gamma_0^2 = \gamma_1^2 = \gamma_2^2. \quad (18)$$

Rozwiązania pierwszych dwóch równań (15) lub równania (18) w przestrzeni transformat Fouriera (Sneddon, 1972)

$$\tilde{f}(\xi, \eta, z) = F[f(x, y, z); x \rightarrow \xi, y \rightarrow \eta] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y, z) \exp(-ix\xi - iy\eta) dx dy \quad (19)$$

zapiszemy w postaci $\tilde{\Phi}_i(\xi, \eta, z) = C_i(\xi, \eta) \exp(-\zeta z / \gamma_i)$, $i = 1, 2$, gdzie γ_1, γ_2 są dodatnimi pierwiastkami równania charakterystycznego (16), $\zeta = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$. Obliczając nieznanne stałe $C_i(\xi, \eta)$ z warunków brzegowych (10) oraz podstawiając uzyskany wynik w trzecią równość (14) lub (17), otrzymamy po przeprowadzeniu przekształceń matematycznych następujące wyrażenie dla transformaty Fouriera funkcji $w^e(x, y, 0)$

$$\tilde{w}^e(\xi, \eta, 0) = W_p \tilde{p}(\xi, \eta) / \zeta, \quad (20)$$

gdzie $W_p = A_1(\gamma_1 + \gamma_2) / (A_1 A_4 - A_3^2)$ w przypadku różnych pierwiastków równania (16), $W_p = 2A_1 \gamma_0 / (A_1 A_4 - A_3^2)$ w przypadku par równych pierwiastków równania (16).

Porównując uzyskane równości wnioskujemy, że zależność dla transformaty Fouriera \tilde{w}^e w przypadku par równych pierwiastków można uzyskać ze wzoru dla przypadku różnych pierwiastków, podstawiając w ostatnim $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_0$.

W celu obliczenia składowych wektora \vec{U}^{th} znajdziemy najpierw z pierwszego równania przewodnictwa ciepła (8), warunku w nieskończoności (11) i warunku brzegowego $\lambda_1 T_{,z}^{(1)} = -q_1(x, y), z = 0$ transformatę Fouriera funkcji temperatury $T^{(1)}$

$$\tilde{t}^{(1)}(\xi, \eta, z) = \Lambda \tilde{q}_1(\xi, \eta) \exp(-\zeta z / \Lambda) / (\lambda_1 \zeta), \quad t_1 = T_1 - T_0^{(1)}, \quad (21)$$

gdzie $q_1(x, y)$ - strumień ciepła przepływający przez powierzchnie półprzestrzeni poprzecznie izotropowej.

Składowe wektora \vec{U}^{th} przedstawiamy jako sumę szczególnego rozwiązania równań niejednorodnych (5)-(7) i ogólnego rozwiązania jednorodnych odpowiedników równań (5)-(7).

Szczególnego rozwiązania równań termosprężystości (5)-(7) poszukujemy przyjmując:

$$\hat{u}^{th} = \Psi_{,x}, \quad \hat{v}^{th} = \Psi_{,y}, \quad \hat{w}^{th} = \chi_0 \Psi_{,z}. \quad (22)$$

Podstawiając wzory (21),(22) do równań (5)-(7) i przechodząc do dziedziny transformatu Fouriera uzyskamy wyrażenia dla transformaty Fouriera funkcji Ψ i parametru χ_0 :

$$\tilde{\Psi} = \frac{\beta_1(A_4 - \Lambda^2 A_5) - \beta_3(A_3 + A_5)}{A_1 A_5 \Lambda^4 + (A_3^2 + 2A_3 A_5 - A_1 A_4) \Lambda^2 + A_4 A_5} \times \frac{\Lambda^3}{\zeta^2} \times \frac{q_1(\xi, \eta) \exp(-\zeta z / \Lambda)}{\lambda_1 \zeta}, \quad (23)$$

$$\chi_0 = \frac{\beta_1 \Lambda^2 (A_3 + A_5) + \beta_3 (A_5 - A_1 \Lambda^2)}{\beta_1 (A_4 - \Lambda^2 A_5) - \beta_3 (A_3 + A_5)}. \quad (24)$$

Termosprężystą składową pionowego przemieszczenia punktów powierzchni półprzestrzeni w^{th} uzyskamy w wyniku dodawania do przemieszczeń (22) ogólnego rozwiązania jednorodnych odpowiedników równań (5)-(7) i spełnienia warunków brzegowych $\sigma_{zz} = \sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0$, $z = 0$. Po przeprowadzeniu przekształceń otrzymamy

$$\tilde{w}^{th} = -W_T \frac{\tilde{q}_1(\xi, \eta)}{\zeta^2}, W_T = \frac{\Lambda^3 [U_2 - U_1 U]}{(A_1 A_5 \Lambda^4 + (A_3^2 + 2A_3 A_5 - A_1 A_4) \Lambda^2 + A_4 A_5) \lambda_1}, \quad (25)$$

$$U_1 = \beta_1 (A_4 + A_3 \Lambda^2) - \beta_3 (A_1 \Lambda^2 + A_3), U_2 = \beta_1 \Lambda^2 (A_3 + A_5) + \beta_3 (A_5 - A_1 \Lambda^2), \quad (26)$$

$$U = A_5 (A_1 \Lambda (\gamma_1 + \gamma_2) + A_3 - \sqrt{A_1 A_4}) / (A_1 A_4 - A_3^2). \quad (27)$$

Wzór (25) jest zapisany dla przypadku różnych pierwiastków równania charakterystycznego (16). W przypadku par równych pierwiastków we wzorze (27) należy przyjąć $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_0$.

Należy zwrócić uwagę, że opisana metoda rozwiązywania ma miejsce tylko w przypadku, gdy parametr Λ nie jest pierwiastkiem równania charakterystycznego (16). Jeśli $\Lambda = \gamma_1$, lub $\Lambda = \gamma_2$, to wyrażenie dla transformaty \tilde{w}^{th} uzyskamy z równości (25) w wyniku przejścia do granicy przy $\Lambda \rightarrow \gamma_1$, lub $\Lambda \rightarrow \gamma_2$.

Obliczając granice jak w pracy (Kulczycki-Żyhajło, 1999), otrzymamy: w przypadku różnych pierwiastków równania charakterystycznego (16)

$$\tilde{w}^{th} = -W_T \frac{\tilde{q}_1(\xi, \eta)}{\zeta^2}, W_T = \frac{[\beta_1 (A_4 - A_3 \gamma_1 (\gamma_1 + 2\gamma_2)) + \beta_3 (A_1 \gamma_1 (\gamma_1 + 2\gamma_2) - A_3)] \gamma_1^2}{2(\gamma_1 + \gamma_2) (A_1 A_4 - A_3^2) \lambda_1}, \quad (28)$$

w przypadku par równych pierwiastków równania charakterystycznego (16)

$$\tilde{w}^{th} = -W_T \frac{\tilde{q}_1(\xi, \eta)}{\zeta^2}, W_T = \frac{[\beta_1 (A_4 - 3A_3 \gamma_0^2) + \beta_3 (3A_1 \gamma_0^2 - A_3)] \gamma_1^2}{4(A_1 A_4 - A_3^2) \lambda_1}. \quad (29)$$

Podstawiając we wzorze (29) $\gamma_0 = 1$ oraz parametry $A_1, A_3, A_4, A_5, \beta_1, \beta_3$ w postaci odpowiadającej materiałowi izotropowemu uzyskamy znany wzór dla ciała izotropowego (Kulchytsky-Zyhailo, 2001).

Wyprowadzone zależności (20), (25) zawierają nieznane rozkłady ciśnienia kontaktowego $p(x, y)$ i strumieniu ciepła $q_1(x, y)$. W celu ich wyznaczenia należy, tak jak w przypadku ciał izotropowych, spełnić kontaktowy warunek brzegowy (9), warunki termiczne i warunek równowagi (12).

4. Podsumowanie

W wyniku przeprowadzonych przekształceń otrzymaliśmy zależności pomiędzy temperaturą i pionowym przemieszczeniem punktów powierzchni przestrzeni poprzecznie izotropowej z jednej strony a ciśnieniem kontaktowym i strumieniem ciepła, przepływającego przez granice półprzestrzeni, z drugiej. Porównując wyrażenia (20), (25) z odpowiednimi wyrażeniami dla ciała izotropowego (Kulchytsky-Zyhailo, 2001) wnioskujemy, że różnią się one wyłącznie współczynnikami:

$$W_p, \text{ odpowiada } (1-\nu)/\mu; \quad W_T, \text{ odpowiada } \alpha(1+\nu)/\lambda,$$

gdzie $\mu, \nu, \alpha, \lambda$ są współczynnikami odpowiednio: Kirchhoffa, Poissona, liniowej rozszerzalności cieplnej i przewodnictwa ciepła.

Wynika z tego, że:

1. przy rozwiązywaniu zagadnień kontaktowych dla ciał poprzecznie izotropowych możemy stosować metody, które zostały opracowane dla ciał izotropowych;
2. rozwiązanie zagadnienia kontaktowego dla ciała poprzecznie izotropowego zachowuje wszystkie cechy rozwiązania zagadnienia dla ciała izotropowego (na przykład dla trójwymiarowego zagadnienia kontaktowego z uwzględnieniem wytwarzania ciepła istnieje krytyczny obszar kontaktu w postaci koła z promieniem $a_{kr} = 2.006 W_p / (\sqrt{W_T})$ (Kulchytsky-Zyhailo R. D., 2001)).

Ponieważ osiowosymetryczne i płaskie zagadnienia kontaktowe otrzymuje się jako szczególny przypadek zagadnień trójwymiarowych, to powyższe wnioski są charakterystyczne także dla zagadnień dwuwymiarowych.

W pracy wykazano, że zależności (20),(25) można uzyskać dwoma sposobami. Pierwszy z nich polega na stosowaniu odpowiedniej formy rozwiązania, na przykład (14) lub (17). Forma ta zależy od charakteru pierwiastków równania charakterystycznego (16) i od stosunku pomiędzy parametrem Λ a pierwiastkami równania charakterystycznego (16). Ponieważ istnieją co najmniej cztery różne

przypadki i w każdym z nich jest inna forma rozwiązania, to dane podejście jest pracochłonne. Drugie podejście polega na stosowaniu jednej formy rozwiązywania odpowiadającej przypadkowi $\gamma_1^2 \neq \gamma_2^2, \gamma_1 \neq \Lambda, \gamma_2 \neq \Lambda$. Po uzyskaniu wyjściowych zależności dla danego przypadku wyrażenia dla innych przypadków otrzymujemy w wyniku przejścia granicznego. Przeprowadzając konsekwentnie takie przejścia uzyskaliśmy znany wzór dla ciała izotropowego ($\gamma_1 = \gamma_2 = \Lambda = 1$), wychodząc z wyrażenia (25) dla przypadku $\gamma_1^2 \neq \gamma_2^2, \gamma_1 \neq \Lambda, \gamma_2 \neq \Lambda$.

LITERATURA

1. Aköz A. Y., Tauchert T. R. (1972): Thermal stresses in an orthotropic elastic semispace. Trans ASME ser. E, *J. Appl. Mech.*, Vol. 39, 87-90.
2. Barber J. R. (1976): Some thermoelastic contact problems involving frictional heating. *Q. J. Mech. Appl.*, Vol. 29, 1-13.
3. Kulczycki-Żyhajło R. D. (1999): Płaskie zagadnienia kontaktowe z uwzględnieniem wytwarzania ciepła dla ciał ortotropowych, *Zeszyty Nauk. P. Białostockiej*, Ser. Mech., Z. 21, 209-222.
4. Kulchytsky-Zyhailo R. D. (2001): A simplified solution for three-dimensional contact problem with heat generation, *Int. J. Engng. Sci.*, Vol. 39, No. 3, 303-315.
5. Matysiak S. J. (1989): Thermal stresses in a periodik two-layered composite weakened by an interface crack, *Acta Mechanica*, Vol. 78, 95-108.
6. Sneddon I. N. (1972): *The Use of Integral Transforms*, McGraw-Hill, Inc., New York.
7. Yevtushenko A. A., Kulchytsky-Zyhailo R. D. (1996): Two axi-symmetrical contact problems with the steady-state frictional heating, *J. Theoret. Appl. Mech.*, Vol. 34, 767-779.

THREE – DIMENSIONAL CONTACT PROBLEMS OF THERMOELASTICITY FOR THE CASE OF TRANSVERSAL ISOTROPIC SEMISPACE

Abstract: The paper presents the method of solution of three-dimensional thermoelasticity contact problems for the case of transversal isotropic semi-space. The solution is obtained by the assumption that the plane of isotropy is parallel to the surface of half semi-space. It is showed that the solution for contact problems of semi-space can be reduced to the case of isotropy problem.

Pracę wykonano w ramach projektu badawczego własnego nr W/WM/1/02. realizowanego w Politechnice Białostockiej, finansowanego ze środków Komitetu Badań Naukowych.

Jan Łach*, Michał Łukaszuk*

WŁAŚCIWOŚCI KALORYCZNE ODPADÓW DRZEWNYCH

Streszczenie: W pracy przedstawiono potencjalne źródła energii w postaci biomasy oraz skupiono się na biomase w różnych postaciach. Zaprezentowano metodę oznaczania wartości opalowej oraz wilgotności badanych próbek. W pracy przedstawiono wyniki badania wartości opalowej kilku rodzajów biomasy w funkcji wilgotności oraz ich porównanie z dostępnymi wynikami innych badań.

1. Wprowadzenie

Malejące zasoby paliw kopalnych oraz dążenie do ograniczenia emisji zanieczyszczeń w trosce o stan środowiska naturalnego skłaniają do sukcesywnego wykorzystywania odnawialnych źródeł energii. Stosowne działania nie są już w fazie eksperymentów badawczych, ale znajdują odzwierciedlenie w konkretnej polityce energetycznej, która zakłada wykorzystanie odnawialnych źródeł energii na poziomie 12% w całym bilansie paliwowo-energetycznym kraju do roku 2010. Jednym z takich źródeł jest dająca się zagospodarować biomasa – substancja organiczna powstająca w wyniku procesu fotosyntezy. Biomase, którą można traktować jako naturalny magazyn energii słonecznej, mogą stanowić: drzewa, trawy, rośliny uprawne a także odpady produkcji roślinnej, w tym słoma i odpady leśne. Na szczególną uwagę, ze względu na potencjał energetyczny, zasługują odpady drzewne, które są m. in. wynikiem racjonalnej gospodarki leśnej. Przyjmuje się następujący skład procentowy poszczególnych rodzajów odpadów przy wyrębie lasu (Energetyczne wykorzystanie drewna, 2001): wierzchołki drzew 5%, gałęzie i liście 21%, karpina i korzenie – 15% oraz drewno handlowe z korą – 59%. Odpady te mogą występować w postaci: szczap, zrębków, trocin, brykietów – postać przerobiona. Biomasa składa się głównie z atomów węgla, wodoru oraz tlenu i może być przetwarzana na paliwa ciekłe i gazowe w wyniku procesu fermentacji,

* Katedra Termodynamiki i Mechaniki Płynów, Wydział Mechaniczny, Politechnika Białostocka, ul. Wiejska 45c. 15-950 Białystok.

gazyfikacji, suchej destylacji i pirolizy. Jest wiele metod uzyskiwania energii, ale ilość energii zawarta w określonej jednostce masy suchej pozostaje stała. Wskaźnikiem, określającym przydatność danej formy biomasy do celów energetycznych, jest jej wartość opałowa, przedstawiana w kJ/g lub MJ/kg. Zależy ona przede wszystkim od zawartości wilgoci. Znajomość tego parametru jest niezbędna do oceny racjonalności procesu spalania, a zatem i oszacowań ekonomicznych.

2. Właściwości kaloryczne paliw

Drewno, mające zastosowanie w energetyce, jest więc paliwem. Wielkościami, które są stosowane w celu określenia kaloryczności paliwa są: ciepło spalania, wartość opałowa (przy danej wilgotności) oraz wartość opałowa suchej masy paliwa (przy zerowej zawartości wilgoci) (Fodemski, 2001). Ciepło spalania (Q_s) paliwa określa się jako stosunek ilości ciepła uzyskanej (doświadczalnie w warunkach laboratoryjnych) z dokładnie znanej masy paliwa do masy tego paliwa. Ciepło spalania uwzględnia więc całkowity efekt cieplny spalania jednostki masy. Muszą być przy tym zachowane następujące warunki:

- spalanie jest całkowite i zupełne,
- produkty spalania osiągają temperaturę substratów przed spaleniem,
- zachodzi skroplenie pary wodnej, powstałej w wyniku spalania,
- dokładna znajomość wilgotności próbki.

Natomiast wartość opałowa (Q_i) jest pomniejszoną wartością ciepła spalania o ciepło uzyskane z kondensacji pary wodnej, będącej wynikiem spalania wodoru oraz zawartości wilgoci w paliwie, przy czym zgodnie ze wzorem:

$$Q_i = Q_s - 24,55 \cdot (8,94 \cdot H + W), \quad (1)$$

gdzie: Q_i – wartość opałowa paliwa [MJ/kg], Q_s – ciepło spalania paliwa [MJ/kg] 24,55 – ciepło parowania wody w temperaturze 20°C, odpowiadające zawartości 1% wody w paliwie [kJ/kg], 8,94 – współczynnik przeliczeniowy zawartości wodoru na wodę, H – zawartość wodoru w próbce [%], W – zawartość wilgoci w próbce [%].

Wartość opałowa suchej masy paliwa jest zaś równa różnicy ciepła spalania suchej masy i ciepła kondensacji pary wodnej powstałej na skutek utlenienia wodoru zgodnie ze wzorem:

$$Q_{i(s.m.)} = Q_{s(s.m.)} - 24,55 \cdot (8,94 \cdot H), \quad (2)$$

gdzie: $Q_{i(s.m.)}$ – wartość opałowa suchej masy paliwa [MJ/kg], $Q_{s(s.m.)}$ – ciepło spalania suchej masy paliwa [MJ/kg], 24,55 – ciepło parowania wody w temperaturze

20°C, odpowiadające zawartości 1% wody w paliwie [kJ/kg], 8,94 – współczynnik przeliczeniowy zawartości wodoru na wodę, H – zawartość wodoru w próbce [%].

Tab. 1. Składy masowe i wartości opałowe typowych paliw

Paliwo	Skład paliwa							$Q_{i(s.m.)}$ MJ/kg
	C [%]	H [%]	O [%]	N [%]	S [%]	Cl [%]	Popiół	
drewno*	49.3-52	5.8-6.5	40-44	0.1-0.2	0.02-0.1	0.01-0.03	0.5-1.5	18-21
węgiel	>68	4.5	11	1	0.5-1.2	–	<15	25-27
olej	86	12	1	–	0.3-1	–	–	41-46
gaz	69.5	23.5	–	<7	–	–	–	35-48.7
słoma	46	5	45	0.2	0.1	–	3.7	17

* - odnosi się do różnych gatunków drzew i formy paliwa

Na wartość opałową (również ciepło spalania) paliwa ma wpływ jego wilgotność i skład chemiczny. Przez pojęcie *skład chemiczny* rozumie się zawartość pierwiastków biorących udział w spalaniu oraz popiół, który zawiera takie pierwiastki, jak: wapń, magnez i potas. Przeciętny skład paliwa w postaci biomasy wraz z danymi dla innych wybranych paliw przedstawiono w tabeli 1 (Energetyczne wykorzystanie drewna, 2001; Fodemski, 2001).

3. Przygotowanie próbek

Materiał na próbki pobrano z różnych punktów miejsca jego składowania, w ilości około 2 kg dla każdego rodzaju biomasy w postaci zrębków i trocin. Należy dodać, że zrębki stanowiły rozdrobnione konary drzew ściętych podczas prac w lesie, a trociny były wynikiem obróbki drewna w warsztacie. Z każdego rodzaju biomasy wybrano po 200 g substancji, rozdrobiono ją i wyznaczono jej wilgotność za pomocą wagosuszarki według zależności:

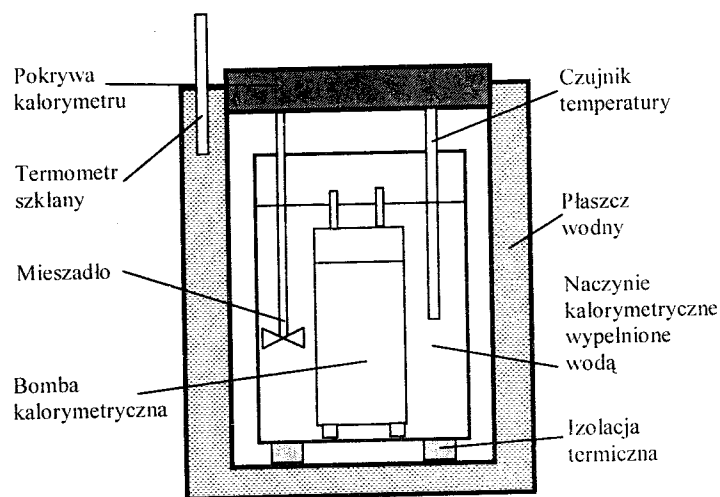
$$W = \frac{m_c - m_s}{m_c} \cdot 100[\%], \quad (3)$$

gdzie: W – zawartość wilgoci w próbce [%], m_c – masa całkowita próbki przed suszeniem [g], m_s – masa próbki po wysuszeniu [g].

Wartości wilgotności przedstawiono w tabeli 2. Masy próbek mieściły się w granicach od 1,5 do 2 g. Próbki były spalane w postaci pastylek sprasowanych za pomocą praski ręcznej (Instrukcja obsługi . . . , 2001).

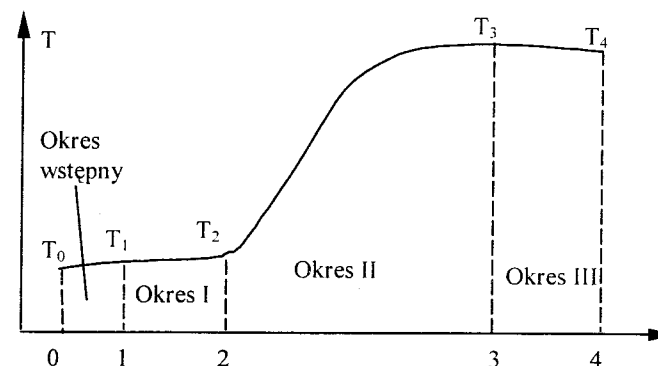
4. Oznaczanie ciepła spalania i wartości opałowej paliw

Badanie wartości kalorycznych paliw odbywało się w warunkach laboratoryjnych za pomocą kalorymetru. Do oznaczania ciepła spalania został użyty komputerowy kalorymetr KL-12Mn, wykonany przez firmę *Precyzja – Bit z Bydgoszczy* (Instrukcja obsługi . . . , 2001), zgodnie z normą PN-73/T-06500/09 oraz PN-81/G04513. Budowa kalorymetru została przedstawiona na rysunku 1. Zasada pomiaru ciepła spalania polega na całkowitym i zupełnym spaleni zważonej próbki paliwa w bombie kalorymetrycznej w atmosferze tlenu pod ciśnieniem. Komputerowemu pomiarowi i rejestracji podlega temperatura wody w naczyniu kalorymetrycznym. Przebieg zmian temperatury podczas pomiaru dzieli się na 4 okresy pokazane na rysunku 2.



Rys. 1. Budowa kalorymetru

Okres wstępny liczy się od momentu uruchomienia pomiaru do chwili ustalenia się zmian temperatury (stabilizacja temperatury) i rejestracji temperatury T_1 . Czas ten nie wpływa na wyznaczaną wartość ciepła spalania. Okres I zaczyna się od końca okresu wstępnego, trwa 5 minut i kończy zainicjowaniem spalania próbki oraz pomiarem temperatury T_2 . Okres II jest okresem głównym pomiaru (trwa wymiana ciepła uzyskanego ze spalania próbki między bombą i wodą w naczyniu) i kończy się w momencie odczytania temperatury maksymalnej T_3 . Okres trzeci – końcowy trwa 5 minut i kończy się rejestracją temperatury T_4 . Okresy: I i III służą do wyznaczenia wymiany ciepła pomiędzy płaszczem kalorymetru i naczyniem.



Rys. 2. Przebieg zmian temperatury wody w naczyniu kalorymetrycznym w czasie pomiaru

Ciepło spalania próbki jest wyznaczane zgodnie ze wzorem:

$$Q_s = \frac{K \cdot [(T_3 - T_2) - k] - c}{m}, \quad (4)$$

gdzie: Q_s – ciepło spalania próbki [J/g], K – pojemność cieplna kalorymetru (stała kalorymetru) [J/K], T_2 , T_3 – temperatura charakterystyczna bilansu [°C], k – poprawka na wymianę ciepła kalorymetru z otoczeniem [K], c – suma poprawek na dodatkowe efekty cieplne [J].

Określania wartości ciepła spalania dokonuje się automatycznie za pomocą programu komputerowego dla wprowadzonej do niego masy próbki oraz stałej kalorymetru K . Istnieje możliwość uwzględnienia wpływu innych efektów cieplnych, podając wartości ciepła spalania substancji towarzyszących spalaniu próbki (np. drucik zapłonowy).

5. Wyniki i wnioski

Wartość opałową odpadów drzewnych wyznaczono przyjmując dwie wielkości, które wpływają również na wartość opałową paliwa. Są to: zawartość wodoru oraz popiołu w próbce. Wartości te zostały przyjęte odpowiednio jako 6% i 1%. W tabeli 2 zestawiono wyniki oznaczania wartości opałowej odpadów drzewnych w dziewięciu grupach rodzajowych.

Tab. 2. Wilgotność oraz właściwości kaloryczne badanych paliw

Lp.	Paliwo	Wilgotność	Wartość opałowa Q_i dla danej wilgotności	Wartość opałowa suchej masy $Q_{i(s.m.)}$
		%	MJ/kg	MJ/kg
1	Trociny	36.8	11.1	18.9
2	Zrębki mieszane I	25.9	13.8	19.5
3	Zrębki iglaste	30.6	13.2	20.1
4	Zrębki liściaste	39.1	10.9	19.5
5	Zrębki mieszane II	46.1	9.63	19.9
6	Trociny (świerk)	7	17.8	19.4
7	Trociny (sosna)	7.7	17.7	19.4
8	Trociny (brzoza)	6.6	17.5	18.9
9	Trociny (olcha)	6.3	17.9	19.2

Oprócz wartości ciepła spalania dla określonej wilgotności podano również wartość opałową dla suchej masy paliwa. Wielkość ta może służyć do porównywania właściwości poszczególnych gatunków biomasy pod względem energetycznym. Posługując się wartością opałową suchej masy paliwa można obliczyć wartość opałową dla paliwa o innej znanej wilgotności, zgodnie ze wzorem (Energetyczne wykorzystanie drewna, 2001):

$$Q_i = \frac{100 - W}{100} \cdot Q_{i(s.m.)} - \frac{24,55 \cdot W}{1000}, \quad (5)$$

gdzie: Q_i – wartość opałowa paliwa dla wilgotności W [MJ/kg], W – wilgotność paliwa [%], $Q_{i(s.m.)}$ – wartość opałowa dla suchej masy paliwa [MJ/kg], 24,55 – ciepło parowania wody w temperaturze 20°C, odpowiadające zawartości 1% wody w paliwie [kJ/kg].

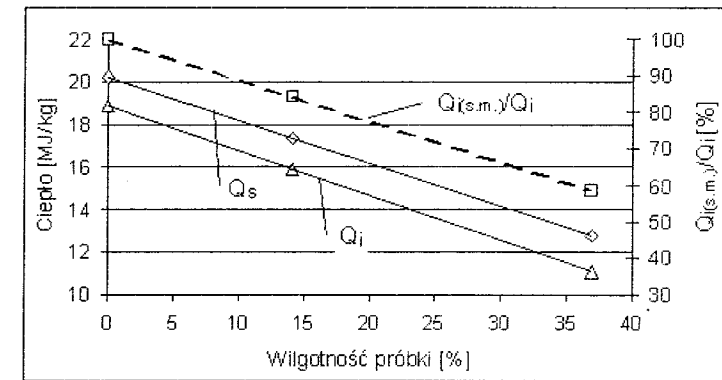
Analizując uzyskane wyniki dla paliw w tabeli 2 można stwierdzić, że ich wartości niewiele się od siebie różnią, a wartość średnia dla wszystkich wartości $Q_{i(s.m.)}$ jest równa 19,42 [MJ/kg]. Błąd względny, popełniony przy zastąpieniu uzyskanych wyników wartością średnią, oszacowano jako równy maksymalnie 3,5%. Należy jedynie przypomnieć, że badania dotyczyły świeżych odpadów drzewnych w przypadku zrębków i trocin, powstałych przy obróbce sezonowanego drewna. Należy sądzić, że popełniony błąd byłby większy, gdyby rozpatrywano również odpady zalegające na składowiskach kilka lat. Takie odpady w wyniku procesów biochemicznych straciłyby część składników palnych.

W tabeli 3 przedstawiono wyznaczone ciepła spalania Q_s i wartości opałowe Q_i na przykładzie trocin dla trzech wartości wilgotności. Pokazano również różnicę $Q_s - Q_i$, którą można traktować jako nadwyżkę ciepła do potencjalnego wyko-

rzystania w specjalnych układach kotłowych. Jak widać z tabeli, różnice wielkości Q_s i Q_i są duże i liczone w stosunku do wartości opałowej stanowią nawet kilkanaście procent. Inną zależnością wymagającą uwagi jest duży wpływ wilgotności trocin na wartość opałową. Wyliczone stosunki $Q_{i(s.m.)}/Q_i$ (wartość opałowa suchej masy do wartości opałowej masy wilgotnej) pokazują, że przy wilgotności trocin np. 36.8 % otrzymujemy zaledwie 58.45 % wartości ciepła spalania suchej masy. Ten fakt ma istotne znaczenie przy rozliczaniu kosztów odpadów drzewnych dostarczanych do kotłowni.

Tab. 3. Analiza kaloryczna biomasy w postaci trocin

W [%]	Q_s [MJ/kg]	Q_i [MJ/kg]	$Q_s - Q_i$ [MJ/kg]	$(Q_s - Q_i)/Q_i$ [%]	$Q_{i(s.m.)}/Q_i$ [%]
0	20.22	18.91	1.31	6.92	100.00
14.1	17.37	15.90	1.47	9.25	84.08
36.8	12.78	11.05	1.73	15.66	58.45



Rys. 3. Zależność wyznaczonych ciepł od wilgotności próbki (trocin): Q_s – ciepło spalania badanej próbki, Q_i – wartość opałowa badanej próbki, $Q_{i(s.m.)}/Q_i$ – stosunek wartości opałowej suchej masy paliwa do wartości opałowej masy wilgotnej

LITERATURA

1. Energetyczne wykorzystanie drewna. The Centre for Biomass Technology. 2001.
2. Fodemski T. R. (2001): Pomiary cieplne. WNT, Warszawa.
3. Instrukcja obsługi Kalorymetru KL-12Mn, Precyzja-Bit, Bydgoszcz. 2001.

CALORIFIC PROPERTIES OF WOOD WASTE

Abstract: The paper is devoted to the presentation of potential sources of energy in form of biomass. Particular attention has been paid to demonstration of method of determination of calorific value of wood waste as well as humidity of testing samples. Results of own investigations of calorific values of some kinds of biomass in function of their humidity as well as suitable comparison with accessible data of different research have been presented, too.

Pracę wykonano w ramach realizacji pracy statutowej S/WM/2/01.

Andrzej Łukaszewicz*, Andrzej Seweryn*

DOŚWIADCZALNA ANALIZA PĘKANIA ELEMENTÓW Z KARBAMI PODDANYCH JEDNOOSIOWEMU ŚCISKANIU

Streszczenie: W pracy przedstawiono wyniki doświadczalnej analizy pęknięcia ściskanych elementów z karbami. Badania przeprowadzono na próbkach wykonanych z polimetakrylanu metylu. Ściskaniu poddano próbki z karbami trójkątnymi i półokrągłymi. Zadawano różne prędkości obciążania. W badaniach eksperymentalnych obserwowano powstawanie dwóch typów pęknięć w okolicy wierzchołków karbów. Szczeliny pierwszego typu inicjowały w wierzchołkach karbów podczas odciążania próbek. Powstawały one na skutek działania rozciągających naprężeń resztkowych. Pęknięcia drugiego typu były efektem działania naprężeń kontaktowych, powstających w trakcie zamykania się karbów trójkątnych. Powstawanie szczelin obu typów było poprzedzone uplastycznieniem materiału w okolicy wierzchołka karbu.

1. Wstęp

Poznanie procesów zniszczenia oraz możliwość przewidywania krytycznych obciążeń konstrukcji ma zasadnicze znaczenie w praktyce inżynierskiej. Istotną rolę odgrywa znajomość mechanizmów zniszczenia w szerokim zakresie obciążeń oraz ich wzajemne oddziaływanie. Jest bardziej istotne, gdy w elemencie konstrukcyjnym znajduje się koncentrator naprężeń – prawdopodobne źródło powstania nieciągłości struktury.

Materiałem, wykorzystanym do badań był polimetakrylan metylu. Dobór materiału związany był przede wszystkim z dobrą możliwością obserwacji pęknięć (przezroczystość) oraz jego właściwościami dotyczącymi pęknięcia (kruchość). Dodatkową zaletą tego materiału jest nieskomplikowana obróbka mechaniczna. Choć polimetakrylan metylu nie ma dużego znaczenia jako materiał konstrukcyjny, znakomicie nadaje się do modelowej analizy wytrzymałościowej dotyczącej mate-

* Katedra Mechaniki Stosowanej. Wydział Mechaniczny. Politechnika Białostocka, ul. Wiejska 45C, 15-351 Białystok.

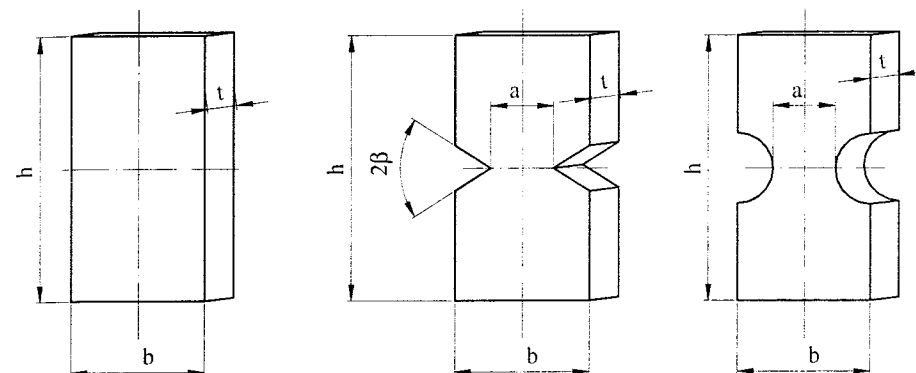
riałów kruchych. Materiały kruche charakteryzują się tym, że zniszczenie próbki, wykonanej z takiego materiału, podczas jednoosiowego rozciągania nie jest poprzedzone jego uplastycznieniem. Do materiałów kruchych można zaliczyć: beton, ceramikę, zeliwo, stopy metali pracujące w niskich temperaturach.

W przypadku rozciąganych i ścinanych wzdłużnie elementów z karami, wykonanych z polimetakrylanu metylu proces zniszczenia następuje w wyniku kruchego pęknięcia, bez widocznych odkształceń plastycznych (Seweryn i inni, 1997). W celu prognozowania pęknięcia wystarczająca jest analiza osobliwego, sprężystego rozkładu naprężeń, opisanego za pomocą uogólnionych współczynników intensywności naprężeń (Seweryn i Molski, 1996). Wyniki obliczeń uogólnionych współczynników intensywności naprężeń, dla przypadku rozciągania i ścinania próbek z karami trójkątnymi, przedstawiono w pracy Łukaszewicza i Seweryna (2000a). Wykorzystano do tego celu metodę całki niezmienniczej H (Łukaszewicz i Seweryn, 1999). W pracach Łukaszewicza i Seweryna (2000b) oraz Seweryna i Łukaszewicza (1998, 2002) wykazano, że wiele kryteriów prognozuje w zbliżony sposób zarówno kierunek, jak i wartości obciążeń krytycznych w przypadku rozciągania i ścinania. Stąd też jest konieczna weryfikacja tych kryteriów pęknięcia z uwzględnieniem obciążeń ściskających. W niniejszej pracy zaprezentowano rezultaty badań eksperymentalnych wykonanych na próbkach z karami, poddanych jednoosiowemu ściskaniu.

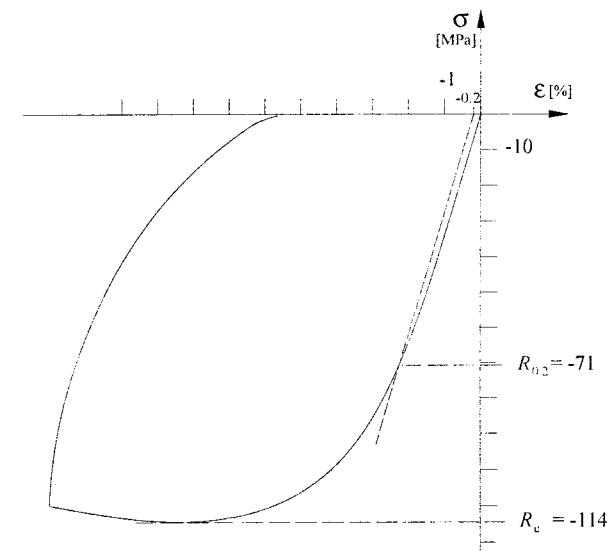
2. Przeprowadzenie eksperymentu

W badaniach eksperymentalnych wykorzystano próbki przedstawione na rysunku 1. Próbki po wycięciu z płyty obrabiano w pakietach na frezarce pionowej. W przypadku próbek z karami w ich środkowej części wykonano dwa przeciwległe i symetryczne karby. Karby trójkątne wykonano przy użyciu noża do gwintów o kącie wierzchołkowym równym kątowi rozwarcia karbu. Do wykonania karbów półokrągłych zastosowano frez palcowy o promieniu równym promieniowi karbu. Wymiary próbek były następujące: $h = 60$ mm, $b = 30$ mm, $a = 14$ mm, $t \approx 19$ mm (grubość płyty), $2\beta = 40^\circ$ i 80° , promień karbu półokrągłego $r = 8$ mm.

Próbki ściskano zadając przemieszczenie ruchomego tłoczyska, w uchwyci którego zamocowana była dolna płyta dociskowa. Górna płyta dociskowa zamocowana była w nieruchomym uchwycie. Przemieszczenia ruchomej płyty oraz wartości siły ściskającej były rejestrowane z częstotliwością 50 Hz.



Rys. 1. Próbki wykorzystane do badań inicjacji szczelin w elementach ściskanych: a) bez karbów; b) z karami trójkątnymi; c) z karami półokrągłymi



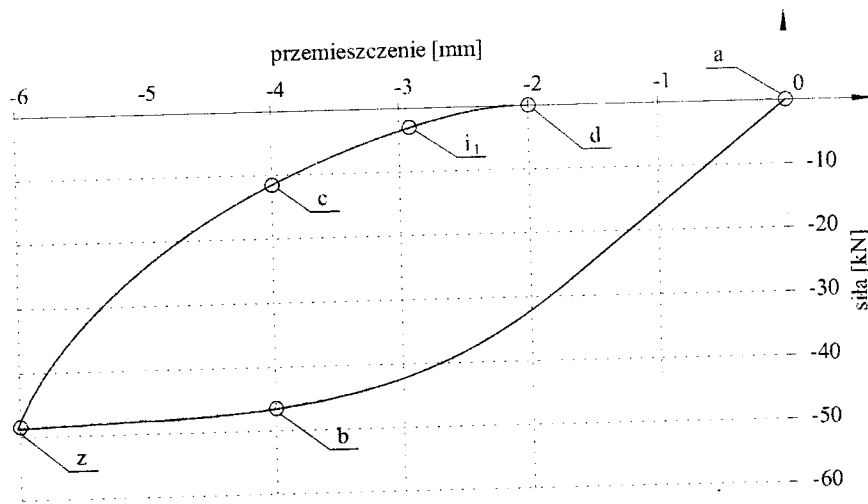
Rys. 2. Wykres ściskania (odkształcenie – naprężenie) próbki bez karbów

Próbki bez karbów zostały wykorzystane do wyznaczenia modułu Younga, umownej granicy plastyczności $R_{0,2}$ i maksymalnych naprężeń przy ściskaniu R_c dla polimetakrylanu metylu. Parametru materiałowego $R_{0,2}$ dla tego materiału nie można ustalić w próbie rozciągania, ponieważ element krucho pęka bez widocznych odkształceń plastycznych. W celu dokładnego pomiaru przemieszczeń próbki zastosowano ekstensometr o bazie pomiarowej 25 mm. Ramiona pomiarowe eks-

tensometru umieszczone były symetrycznie względem poprzecznej osi symetrii próbki. Badana próbka miała grubość $t = 18.96$ mm. Zastosowana prędkość przemieszczenia brzegów próbki $v = 0.1$ mm/s, a maksymalne przemieszczenie wynosiło 7 mm. Obciążanie i odciążanie przeprowadzano bez zatrzymywania.

Z wykresu ściskania (rys. 2) wyznaczono następujące parametry materiałowe dla polimetakrylanu metylu:

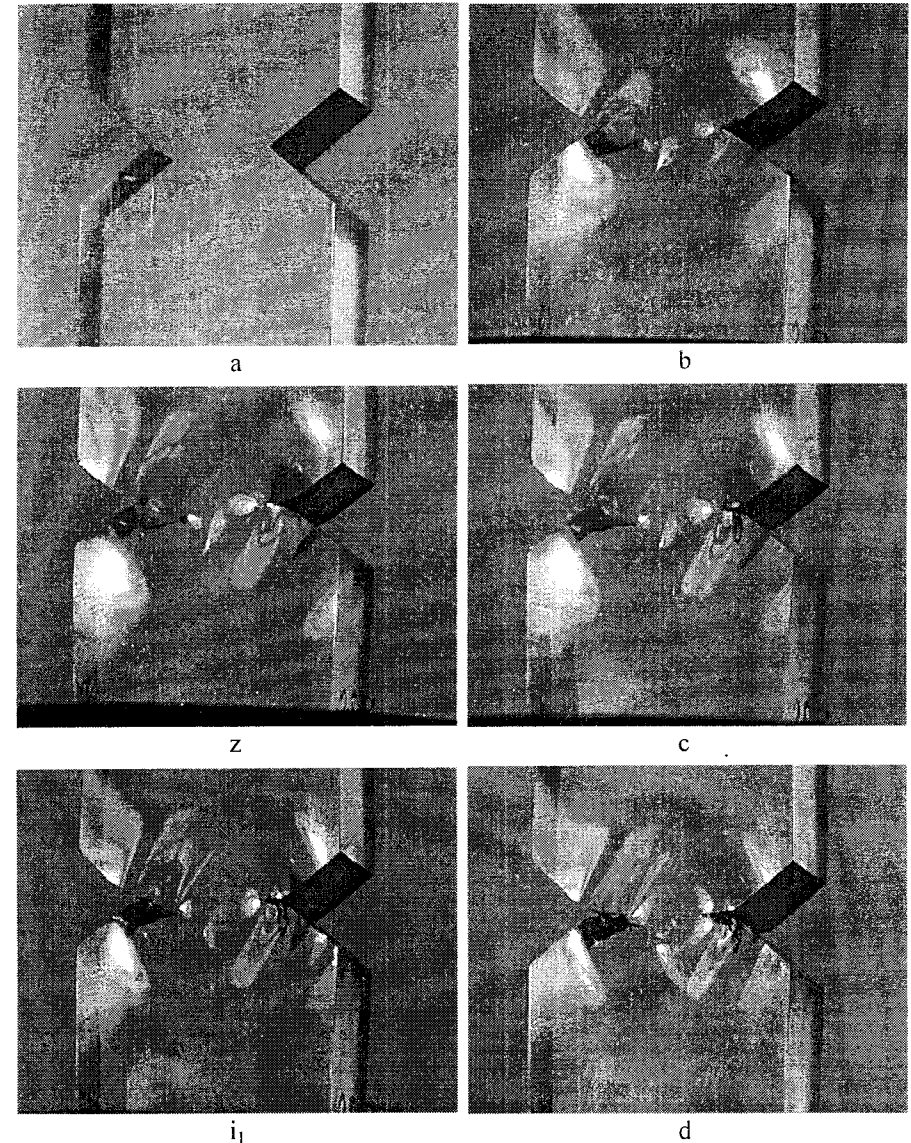
- moduł Younga: $E = 3425$ MPa (wartość katalogowa 3300 MPa);
- umowna granica plastyczności: $R_{0.2} = 71$ MPa;
- maksymalne naprężenia przy ściskaniu: $R_c = 114$ MPa.



Rys. 3. Wykres ściskania próbki z korbami trójkątnymi $2\beta = 80^\circ$, $v = 0.2$ mm/s

Następnie przeprowadzano próby ściskania dla próbek z korbami. Przedstawiono wykresy ściskania (przemieszczenie brzegów próbki – siła ściskająca), zdjęcia kolejnych faz ściskania (punkty zostały zaznaczone na wykresach) oraz zdjęcia powiększonego obszaru okolicy wierzchołka karbu, na których widoczne są kolejne etapy propagacji szczelin. Dla próbek o kącie rozwarcia karbu $2\beta = 40^\circ$ badania ściskania wykonano przy prędkościach przemieszczenia brzegów próbki $v = 0.2$ mm/s i $v = 0.6$ mm/s oraz przy jednakowych wartościach maksymalnego przemieszczenia brzegów próbki, wynoszącego 6 mm. Dla próbek o kącie rozwarcia karbu $2\beta = 80^\circ$ przeprowadzono badania ściskania przy prędkościach przemieszczenia brzegów próbki $v = 0.2$ mm/s i $v = 0.4$ mm/s oraz przy jednakowych wartościach maksymalnego przemieszczenia wynoszącego także 6 mm. W przypadku próbki z korbem półokrągłym zastosowano prędkość przemieszczenia brze-

gów próbki $v = 0.4$ mm/s, a przemieszczenie maksymalne wynosiło 7 mm. W każdej z prób obciążanie i odciążanie przeprowadzano bez zatrzymywania.



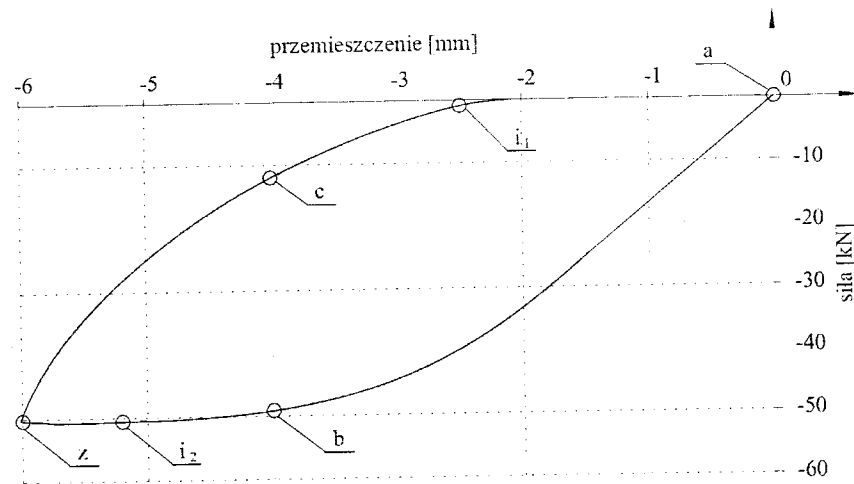
Rys. 4. Kolejne fazy ściskania próbki z korbami trójkątnymi $2\beta = 80^\circ$, $v = 0.2$ mm/s

Podczas prób ściskania elementów z korbami trójkątnymi, przeprowadzanych przy prędkości 0.2 mm/s, obserwowano pęknięcia (typu A) inicjujące z wierzchołków korbów podczas odciążania. Powstały one na skutek działania resztkowych naprężeń rozciągających. Natomiast przy prędkości równej lub większej niż 0.4 mm/s, oprócz pęknięć wspomnianych wcześniej powstały także szczeliny (typu B) spowodowane kontaktem powierzchni (zamykaniem się) korbu w trakcie obciążania, tuż przed osiągnięciem maksymalnego przemieszczenia brzegów próbki.

Na wykresach siły w funkcji przemieszczenia i na kolejnych zdjęciach próbek zastosowano oznaczenia:

- i_1 – moment inicjacji szczelin typu A;
- i_2 – moment inicjacji szczelin typu B;
- z – moment rozpoczęcia odciążania;
- a, b, c, d – kolejne fazy ściskania.

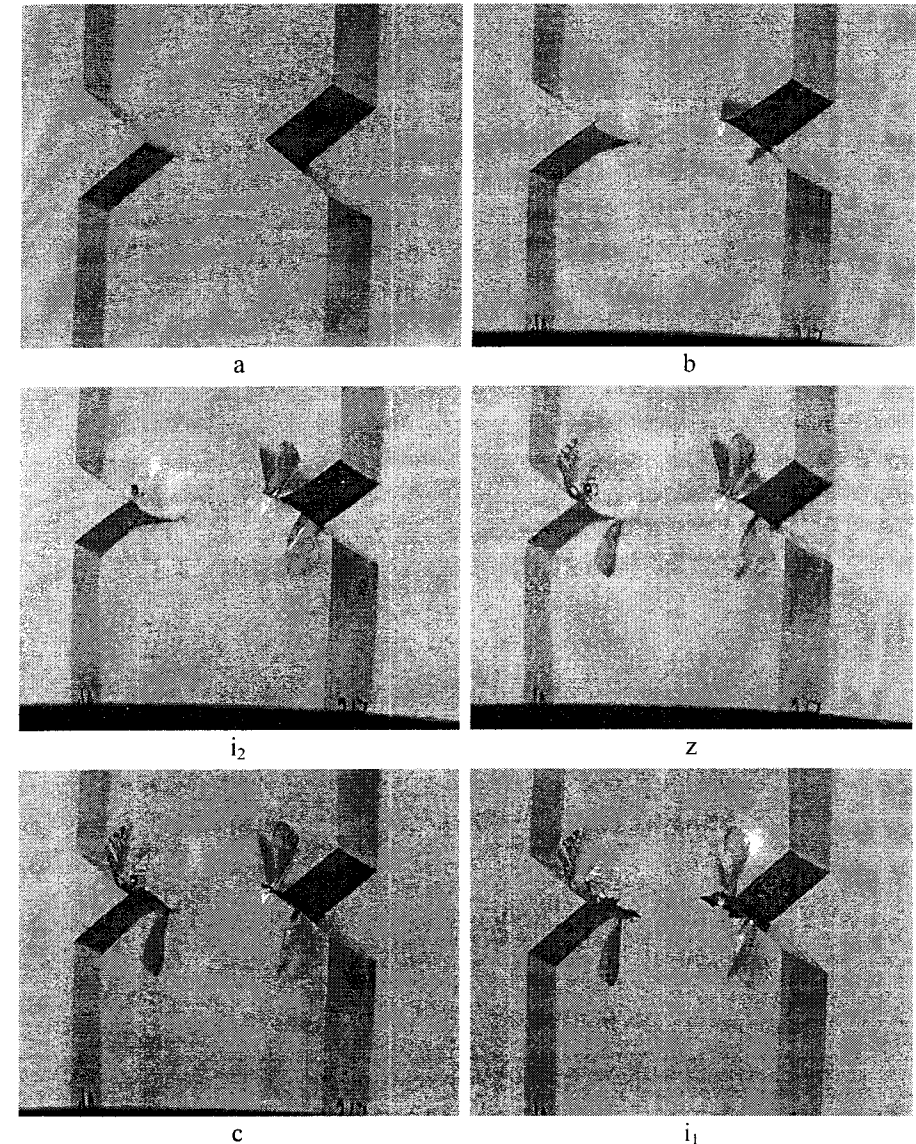
Na rysunku 3 przedstawiono wykres siły ściskającej w funkcji przemieszczenia brzegu próbki z korbami o kącie rozwarcia $2\beta = 80^\circ$ realizowany przy prędkości przemieszczeń $v = 0.2$ mm/s i dla wartości maksymalnego przemieszczenia wynoszącego 6 mm. Dla tego przypadku obserwowano powstanie przy odciążaniu pęknięć propagujących z wierzchołków korbu wzdłuż osi korbów (rys. 4).



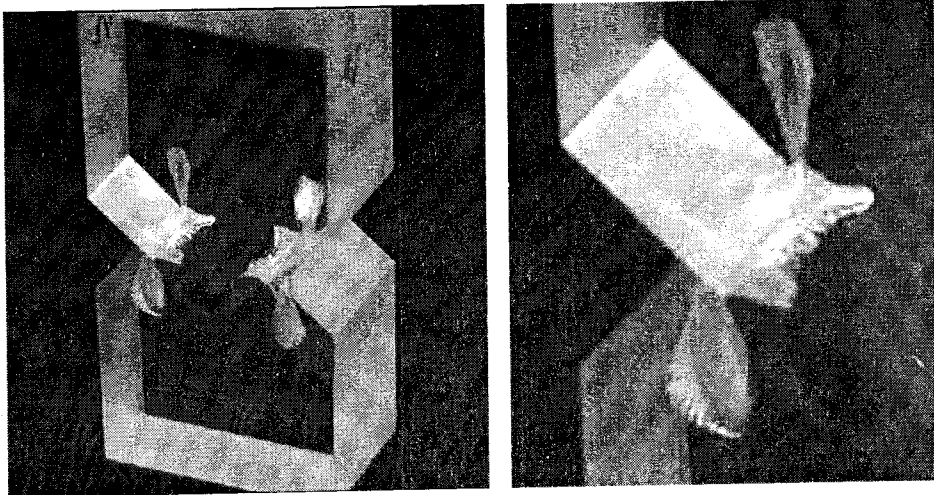
Rys. 5. Wykres ściskania próbki z korbami trójkątnymi $2\beta = 80^\circ$, $v = 0.4$ mm/s

Na rysunku 5 zaprezentowana jest zależność: siła - przemieszczenie próbek z korbami o kącie rozwarcia $2\beta = 80^\circ$, prędkości przemieszczeń $v = 0.4$ mm/s oraz:

wartości maksymalnego przemieszczenia 6 mm. W tym przypadku zaobserwowano powstanie dwóch rodzajów pęknięć (rys. 6).

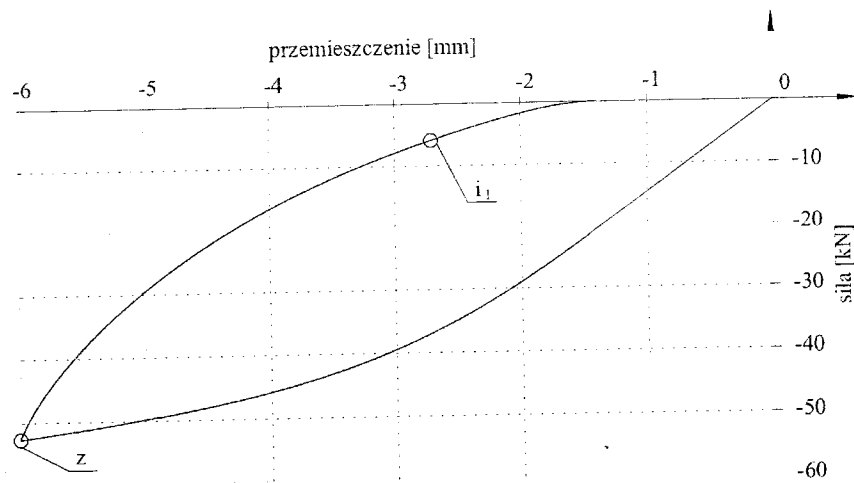


Rys. 6. Kolejne fazy ściskania próbki z korbami trójkątnymi $2\beta = 80^\circ$, $v = 0,4$ mm/s



Rys. 7. Widok próbki oraz powiększenie okolice wierzchołka karbu z powstałymi pęknięciami

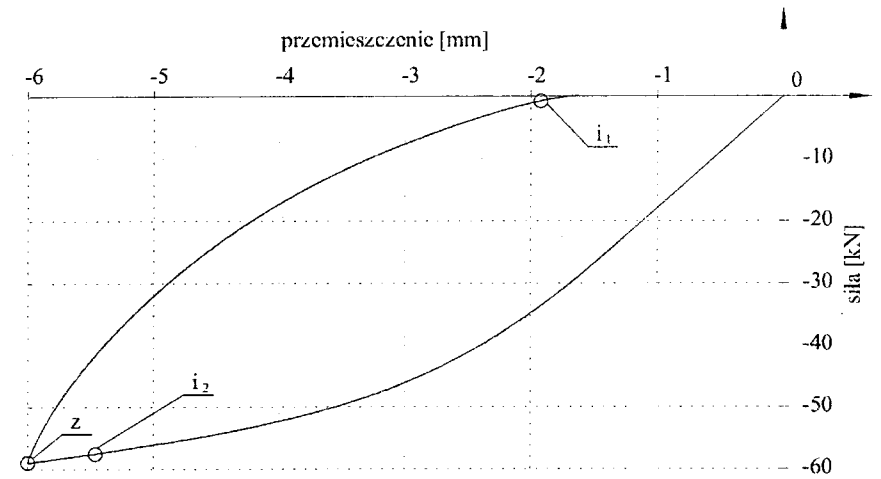
Zdjęcia na rysunku 7 przedstawiają próbkę po odciążeniu oraz jej powiększony fragment w okolicy karbu trójkątnego z widocznymi szczelinami typu A i B.



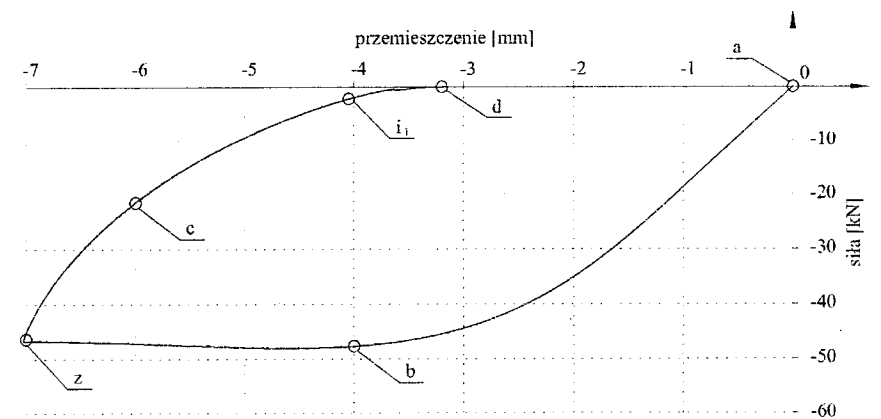
Rys. 8. Wykres ściskania próbki z karami trójkątnymi $2\beta = 40^\circ$, $v = 0.2$ mm/s

Dla przypadku ściskanych próbek z karami trójkątnymi o kącie rozwarcia korbów $2\beta = 40^\circ$ przedstawiono wykresy: przemieszczenie - siła z zaznaczonymi momentami inicjacji szczelin (rys. 8 i 9). Dla tego typu próbek wyraźny jest wzrost

siły ściskającej w stosunku do prób przeprowadzonych na próbkach o kącie $2\beta = 80^\circ$ oraz silna zależność od prędkości przemieszczenia brzegów próbki. Świadczy to lepkoplastycznym charakterze badanego materiału.

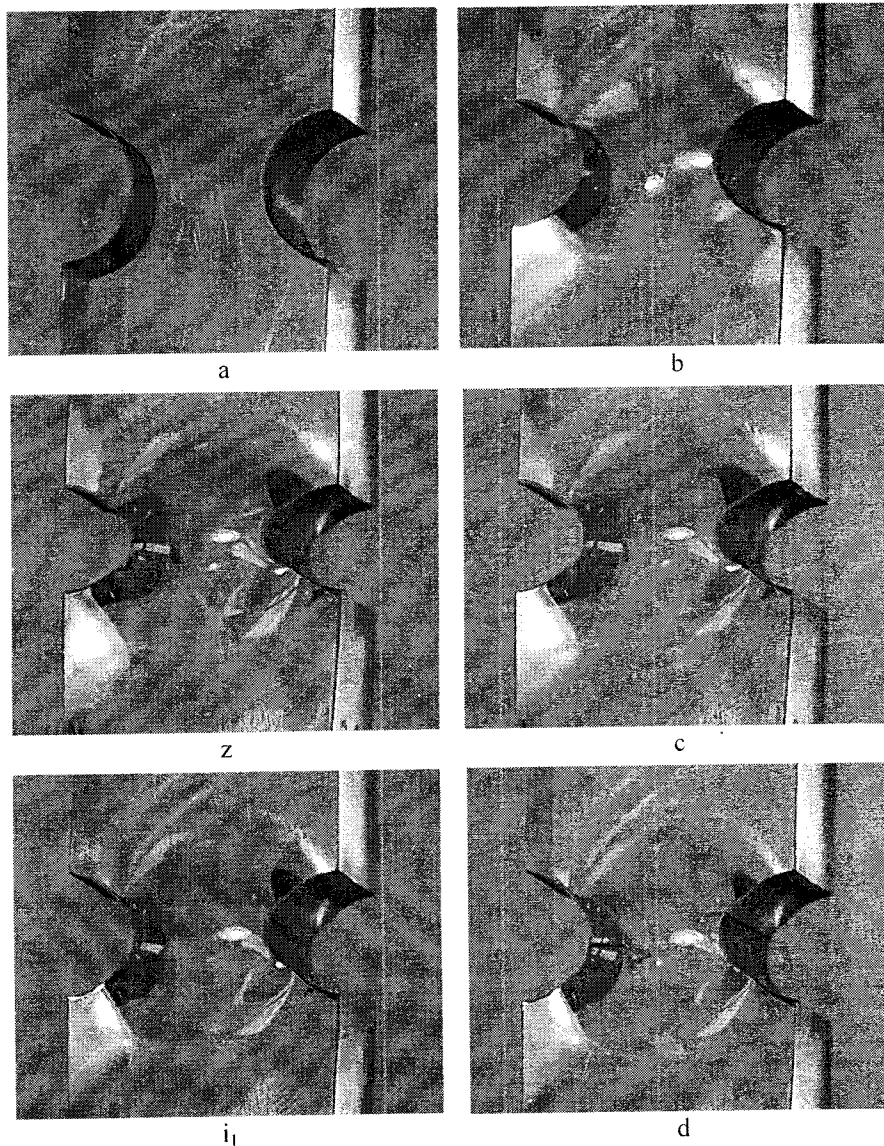


Rys. 9. Wykres ściskania próbki z karami trójkątnymi $2\beta = 40^\circ$, $v = 0.6$ mm/s

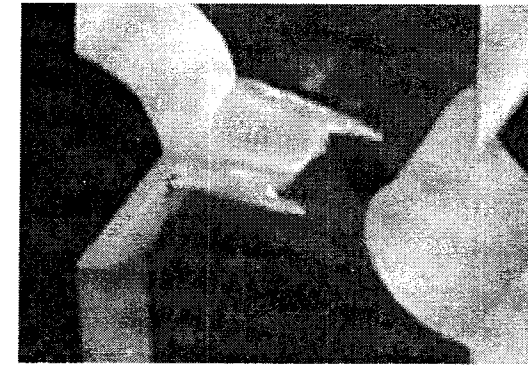


Rys. 10. Wykres ściskania próbki z karami półokrągłymi ($2\beta = 180^\circ$, $v = 0.4$ mm/s)

W przypadku próbek z karami półokrągłymi pęknięcie następowało jedynie na skutek działania naprężeń resztkowych w trakcie odciążania (rys. 10, 11). Niejednokrotnie szczelina inicjowała tylko z jednego dna karbu (rys. 12).



Rys. 11. Kolejne fazy ściskania próbki z karami półokrągłymi ($2\beta = 180^\circ$, $v = 0.4 \text{ mm/s}$)



Rys. 12. Szczelina w dnie karbu półokrągłego

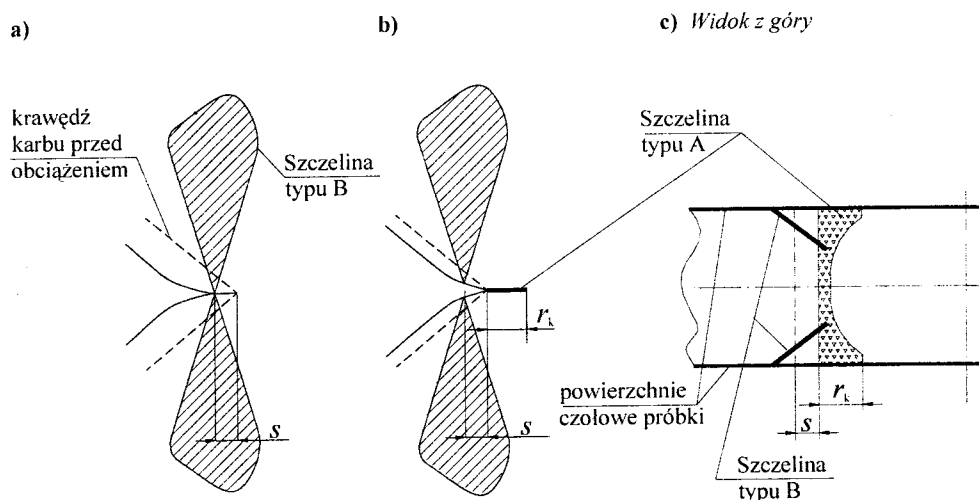
3. Analiza wyników

Analizując wyniki przeprowadzonych badań zwrócono uwagę na duży wpływ prędkości obciążania. W przypadku większych prędkości obciążania nie następowała tak duża relaksacja naprężeń w okolicach wierzchołków karmów. Widoczne to było przy zwiększeniu wartości maksymalnej siły ściskającej.

Powstawanie szczelin było poprzedzone uplastycznieniem materiału w okolicy wierzchołka karbu. Zjawisko to nie występowało w przypadku rozciąganych lub ścinanych elementów z karami wykonanych z polimetakrylanu metylu (Seweryn i inni, 1997). Nastąpiło wówczas kruche pęknięcie bez zauważalnych odkształceń plastycznych.

Na rysunku 13 w sposób schematyczny przedstawiono powstawanie szczelin w okolicy wierzchołka karbu. Podczas ściskania (rys. 13a) zaobserwowano wywołane dużymi odkształceniami stopniowe zbliżanie się przeciwległych krawędzi karbu w bliskim otoczeniu jego wierzchołka. Proces ten doprowadził do ukształtowania się strefy kontaktu krawędzi karbu o długości s w końcowej fazie ściskania (maksymalne przemieszczenie brzegu próbki). Podczas prób ściskania przeprowadzanych z prędkością równą lub większą niż 0.4 mm/s obserwowano powstawanie szczelin typu B. Tuż przed osiągnięciem maksymalnych wartości przemieszczeń brzegu próbki, w miejscu kontaktu odkształconych krawędzi karbu, nastąpiło gwałtowne pęknięcie o charakterystycznym „motylkowym” kształcie. Szczelina tego typu propagowała w płaszczyźnie prostopadłej do poziomej płaszczyzny symetrii karmów oraz nachylonej do czołowej powierzchni próbki pod kątem około 45° . W procesie odciążania obserwowano stopniowy zanik strefy kontaktu. W momencie całkowitego rozwarcia brzegów karbu z jego wierzchołka ini-

cyjowała szczelina wzdłuż osi karbu (rys. 13b). Szczeliny typu A inicjowały w końcowym etapie odciążania. Pęknięcie propagowało w poziomej płaszczyźnie symetrii karbów, aż do osiągnięcia długości r_k .

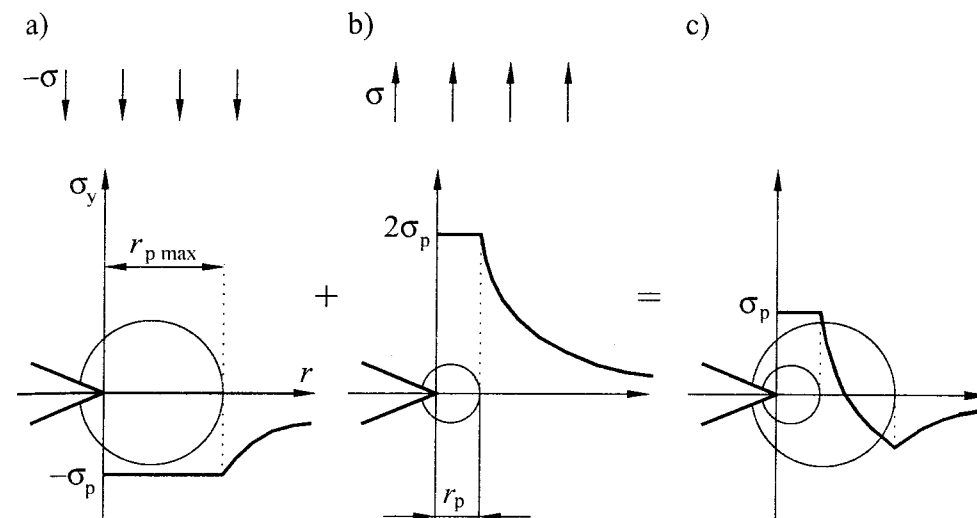


Rys. 13. Schemat powstawania szczelin w okolicy karbu trójkątnego w ściskanej próbce

Przyczyną powstawania pęknięć typu A są naprężenia resztkowe. Powstają one w trakcie odciążania ciała sprężysto-plastycznego, w którym pojawiły się odkształcenia plastyczne. Według twierdzenia sformułowanego przez Hencky'ego naprężenia własne są równe różnicy rzeczywistych naprężeń sprężysto-plastycznych i naprężeń, które występowałyby w ciele przy założeniu idealnej sprężystości materiału. Niejednokrotnie celowo wprowadza się naprężenia własne w warstwie wierzchniej elementów konstrukcyjnych metodami technologicznymi. Różnego typu nagniatanie czy kulowanie wytwarza resztkowe naprężenia ściskające w warstwie przypowierzchniowej, co znacznie zwiększa żywotność części maszyn, szczególnie poddanych obciążeniom zmęczeniowym. Jednak w przypadku ściskanych elementów wykonanych z materiałów kruchych mogą powstać rozciągające naprężenia resztkowe, przekraczające naprężenia krytyczne przy rozciąganiu, powodując powstanie pęknięć prowadzących w rezultacie do zniszczenia.

Sposób powstawania naprężeń resztkowych w próbkach z karami, wykonanych z materiału sprężysto-plastycznego, schematycznie przedstawia rysunek 14. Podczas ściskania w okolicy wierzchołka karbu tworzy się strefa plastyczna, w której naprężenia normalne na płaszczyźnie symetrii karbu w płaskim stanie naprężenia wynoszą $\sigma_y \approx -\sigma_p$ (rys. 14a). Poza strefą plastyczną rozkład naprężeń ma

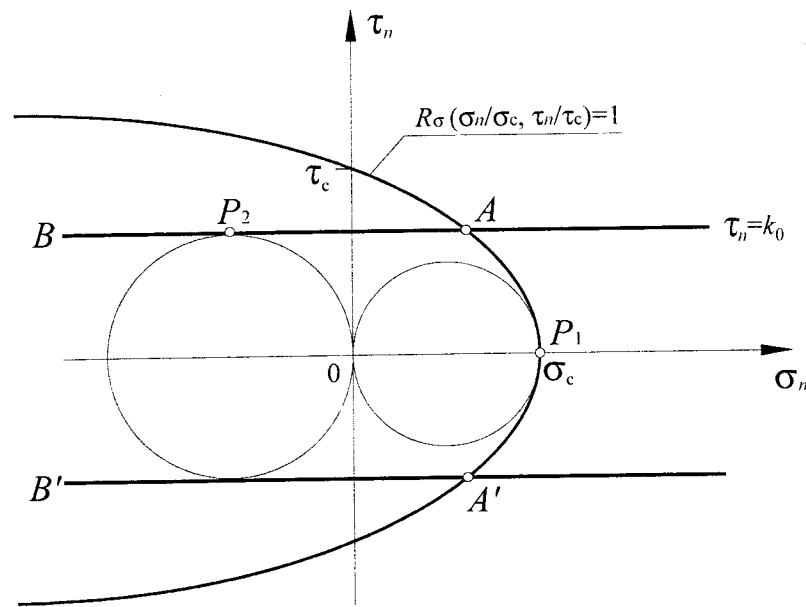
charakter asymptotyczny (wynikający z rozwiązania teorii sprężystości). Odciążenie realizowane jest poprzez dodanie sprężystego rozkładu naprężeń (poza strefą odkształceń plastycznych określoną przez podwójną granicę plastyczności $2\sigma_p$), co przedstawiono na rysunku 14b. Po odciążeniu przed wierzchołkiem karbu pozostają dodatnie naprężenia resztkowe, które osiągają wartość krytycznych naprężeń rozciągających $\sigma_c < \sigma_p$ (rys. 14c). Powodują one inicjację szczelin w wierzchołku karbu.



Rys. 14. Schemat powstawania naprężeń resztkowych

Fakt kruchego pęknięcia rozciąganych elementów z karami oraz występowania dużych nieliniowych odkształceń w przypadku ich ściskania można wyjaśnić za pomocą koncepcji przedstawionej w pracy Seweryna (1997).

Rysunek 15 przedstawia lokalny warunek kruchego pęknięcia oraz warunek plastyczności Treski, jako obwiednie kół Mohra na płaszczyźnie naprężeń (σ_n, τ_n) . Odcinek krzywej $A P_1 A'$ odpowiada wartościom naprężeń, przy których następuje kruche pęknięcie. Punkt P_1 , będący punktem styczności koła Mohra dla rozciągania i krzywej reprezentującej warunek kruchego pęknięcia, odpowiada zniszczeniu elementu na skutek kruchego pęknięcia w wyniku przekroczenia naprężeń niszczących σ_c . Odcinki BA oraz $B'A'$ przedstawiają stan naprężeń, w którym proces pęknięcia poprzedzają odkształcenia plastyczne.



Rys. 15. Naprężeniowa funkcja kruchego pęknięcia R_σ oraz warunek plastyczności

4. Wnioski

Do opisu zagadnienia rozciągania i ścinania elementów wykonanych z polimetakrylanu metylu wystarczające są związki konstytutywne liniowej teorii sprężystości. W przypadku ściskania następują trwałe odkształcenia oraz wyraźnie widoczny jest wpływ prędkości obciążania na proces odkształcania próbki.

Zasadniczą rolę w procesie pęknięcia odgrywają naprężenia resztkowe, powodujące powstanie szczelin typu A podczas odciążenia próbki, oraz kontakt powierzchni karbu, powodujący inicjację szczelin typu B. Celowe byłoby rozwiązanie teoretycznego zagadnienia karbu trójkątnego ze szczeliną w jego wierzchołku, gdyż z zagadnieniem tym mamy do czynienia w przypadku ściskanych elementów z korbami (rys. 13). Konieczna jest też analiza numeryczna, np. za pomocą metody elementów skończonych, uwzględniająca zarówno nieliniowość materiałową, jak i zmienny kształt korbów w procesie obciążania. Otrzymane z takiej analizy pola naprężeń i odkształceń należy wykorzystać do weryfikacji istniejących kryteriów lub sformułowania nowego kryterium pęknięcia.

W badaniach doświadczalnych ściskania należałoby zastosować także inne materiały, częściej stosowane w praktyce inżynierskiej, np. żeliwo. Po weryfikacji eksperymentalnej, wykonanej na próbkach z różnych materiałów i poddanych różnym, złożonym obciążeniom można będzie wnioskować o praktycznym zastosowaniu kryterium pęknięcia do prognozowania trwałości elementów konstrukcyjnych.

LITERATURA

1. Łukaszewicz A., Seweryn A. (1999): Wykorzystanie całki niezmienniczej H do obliczeń wartości uogólnionych współczynników intensywności naprężeń. W: *VII Krajowa Konferencja Mechaniki Pęknięcia*. Kielce-Cedzyna 23-25.09.1999, Zesz. Nauk. P. Świętokrzyskiej, Ser. Mech., Z. 68, tom II, 33-40.
2. Łukaszewicz A., Seweryn A. (2001a): Modelowanie kruchego pęknięcia elementów z korbami trójkątnymi (część I – Modelowanie osobliwych pól naprężeń), *Zesz. Nauk. P. Białost., Mech.*, 23, 87-102.
3. Łukaszewicz A., Seweryn A. (2001b): Modelowanie kruchego pęknięcia elementów z korbami trójkątnymi (część II – Weryfikacja kryteriów pęknięcia), *Zesz. Nauk. P. Białost., Mech.*, 23, 103-128.
4. Seweryn A. (1997): Kumulacja uszkodzeń i pęknięcie elementów konstrukcyjnych w złożonych stanach obciążeń, Wydaw. Polit. Białostockiej, Białystok.
5. Seweryn A. (1998): A non-local stress and strain energy release rate mixed mode fracture initiation and propagation criteria, *Eng. Fract. Mech.*, 59, 737-760.
6. Seweryn A., Łukaszewicz A. (1998): Energia odkształcenia uwalniana w procesie propagacji szczeliny z wierzchołką karbu trójkątnego, XVII Symp. Zmęczenie Materiałów i Konstrukcji, Pieczyska, Wydaw. ATR, Bydgoszcz, 287-292.
7. Seweryn A., Łukaszewicz A. (2002): Verification of brittle fracture criteria for elements with V-shaped notches, *Eng. Fract. Mech.*, 69, 1487-1510.
8. Seweryn A., Molski K. (1996) Elastic stress singularities and corresponding generalized stress intensity factors for angular corners under various boundary conditions, *Eng. Fract. Mech.*, 55, 529-556.
9. Seweryn A., Poskrobko S., Mróz Z. (1997) Brittle fracture in plane elements with sharp notches under mixed-mode loading, *J. Eng. Mech. ASCE*, 123, 535-543.

EXPERIMENTAL FRACTURE ANALYSIS IN ELEMENTS WITH NOTCHES UNDER UNIAXIAL COMPRESSING

Abstract: In this paper an experimental analysis conducted for compression PMMA specimens with notches were presented. The experiment was carried out with different crosshead speed values. It provides that after plastic deformation two types of cracks were initiated near notch tip.

Pracę wykonano w ramach projektu badawczego nr 8 T07A 009 20 finansowanego przez Komitet Badań Naukowych.

Michał Łukaszuk*

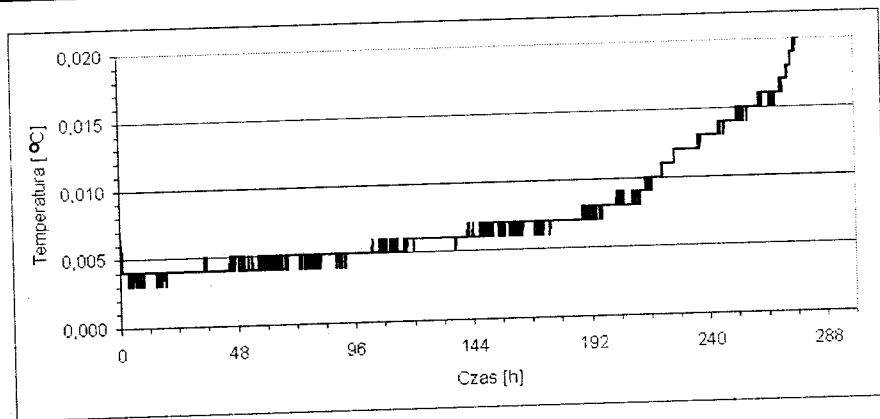
POMIAR I REGULACJA TEMPERATURY KOMORY TERMOSTATYCZNEJ

Streszczenie: W niniejszej pracy przedstawiono koncepcję, szczegóły konstrukcji oraz wyniki badań komory termostatycznej służącej do długotrwałego utrzymywania temperatury przemiany fazowej woda–lód. Urządzenie to może pełnić funkcję źródła temperatury odniesienia niezbędnego przy długotrwałych pomiarach za pomocą termoelementów.

1. Wprowadzenie

Zasadność podjęcia przedmiotowego zadania wiąże się z metodą pomiaru temperatury z wykorzystaniem termoelementów. Wyznaczenie tym sposobem wartości temperatury w badanym punkcie wymaga znajomości temperatury odniesienia. Wartość bezwzględna oraz stałość temperatury odniesienia w czasie wpływa na dokładność pomiaru. Ze względu na prostą realizację, powszechnie wykorzystuje się termos z mieszaniną lodu i wody. Praktyka dowodzi, że metoda ta jest wystarczająco dokładna, jeżeli czas pomiaru jest ograniczony do kilkadziesiątu godzin. W przeciwnym razie zaznacza się wpływ braku wystarczającej izolacji termicznej względem otoczenia. Założeniem w projekcie proponowanego urządzenia jest osiągnięcie długiego czasu eksploatacji źródła temperatury poprzez minimalizację strumienia ciepła przenikającego do naczynia z mieszaniną lodu i wody. Cel ten może być osiągnięty poprzez utrzymywanie odpowiednio niskiej temperatury otoczenia tego naczynia za pomocą modułu termoelektrycznego (TEC - *thermoelectric cooler*), charakteryzującego się małym poborem energii elektrycznej. Pierwsze próby przeprowadzono wykorzystując termos o pojemności 1l z mieszaniną wody z lodem, umieszczony w zaizolowanej termicznie komorze o wewnętrznych wymiarach 240x240x300 z zainstalowanym modułem TEC.

* Katedra Termodynamiki i Mechaniki Płynów, Wydział Mechaniczny, Politechnika Białostocka, ul. Wiejska 45c, 15-950 Białystok.



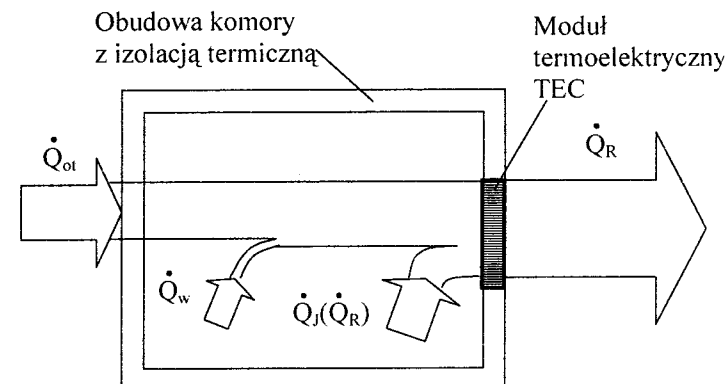
Rys. 1. Przebieg temperatury mieszanki wody z lodem w funkcji czasu

Eksperymenty te dostarczyły zadowalających wyników, tzn. czas stosowalności takiego źródła odniesienia osiągnął ponad 11 dób z przyrostem temperatury $\Delta t = 0.016^{\circ}\text{C}$ (rys. 1). Pewną niedogodnością było zastosowanie zasilacza DC o dużej mocy ok. 60W oraz chłodzenia strony gorącej modułu za pomocą strumienia wody bieżącej. Konieczność stosowania chłodzenia ciekowego zaistniała ze względu na dużą moc wydzielaną po stronie gorącej modułu TEC. Nie do pominięcia był również fakt długiego czasu ustalania się temperatury wewnątrz komory - sięgający około 8 godzin. Po analizie tego eksperymentu podjęto próbę zbudowania komory termostatycznej, która mogłaby pełnić swoją funkcję i nie miałaby tych wad.

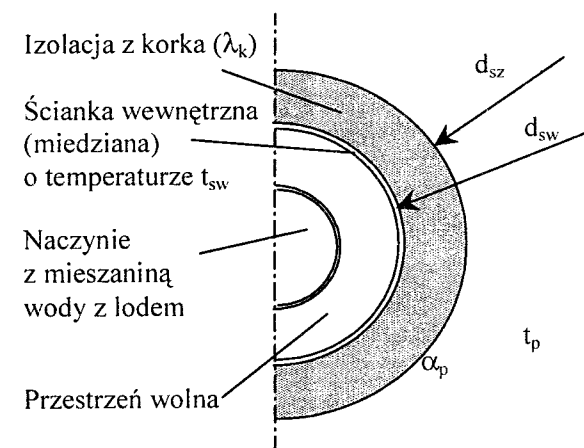
2. Koncepcja proponowanej komory

Nabyte doświadczenie w budowie poprzedniej komory pozwoliło sporządzić wykres Sankey'a (Ochęduszek, 1974) (rys. 2) dla projektowanego układu, obrazujący strumienie ciepła, które mają wpływ na jego pracę. Przyjęto następujące założenia:

- moc urządzenia powinna być ograniczona do takiego poziomu, żeby można było zastosować chłodzenie strumieniem otaczającego powietrza,
- regulacja temperatury będzie przebiegać na podstawie temperatury ścianki komory a nie otaczającego powietrza w celu zmniejszenia bezwładności układu,
- zminimalizowanie wartości strumienia ciepła pomiędzy naczyniem z mieszanką lodu z wodą i ścianką komory (duży opór cieplny).



Rys. 2. Wykres Sankey'a dla komory termostatycznej: \dot{Q}_{ot} – strumień ciepła wnikający z otoczenia do wnętrza komory. \dot{Q}_w – strumień ciepła pobierany z wnętrza komory (ma znaczenie w początkowej fazie pracy). $\dot{Q}_J(\dot{Q}_R)$ – strumień ciepła Joule'a (wynikający z iloczynu napięcia i prądu zasilającego). \dot{Q}_R – strumień ciepła po stronie gorącej TEC



Rys. 3. Przekrój poprzeczny przez ścianki komory

Zredukowanie mocy potrzebnej do zasilania modułu TEC może nastąpić przede wszystkim poprzez znaczne zredukowanie strumienia ciepła przenikającego z otoczenia do wnętrza komory. W konsekwencji zmniejszy się strumień \dot{Q}_R , który ma wpływ na wartość strumienia ciepła Joule'a pochodzącego od prądu zasilającego

moduł TEC. Rozsądnym rozwiązaniem było więc ograniczenie wymiarów gabarytowych komory do postaci cylindra, co zminimalizowało powierzchnię wymiany ciepła z otoczeniem. W celu oszacowania (przybliżonego określenia) wartości strumienia ciepła, który wnikał z otoczenia do komory przyjęto model wymiany ciepła uwzględniający przejmowanie i przewodzenie (Wiśniewski S. i Wiśniewski T. S., 1997; Ochęduszek, 1974) przez ścianki cylindryczne na podstawie rysunku 3 (bez uwzględnienia powierzchni podstaw komory oraz ścianki miedzianej) zgodnie ze wzorem:

$$\dot{Q} = \pi \cdot L \cdot \frac{t_p - t_{sw}}{R}, \quad (1)$$

gdzie: $R = \frac{1}{\alpha_p \cdot d_{sz}} + \frac{\ln(d_{sz}/d_{sw})}{2 \cdot \lambda_k}$ - opór cieplny cylindrycznej ścianki komory, L -

wysokość komory, t_p , t_{sw} - temperatury: powietrza otaczającego i ścianki wewnętrznej komory, α_p - współczynnik przejmowania ciepła między powietrzem i ścianką zewnętrzną komory, λ_k - współczynnik przewodzenia ciepła izolacji (korka), d_{sw} , d_{sz} - średnice komory: wewnętrzna i zewnętrzna.

Do obliczeń przyjęto:

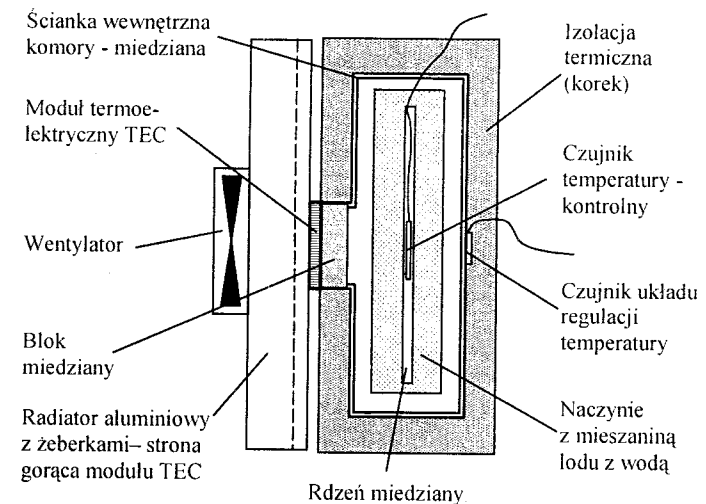
- wymiary wykonanej komory cylindrycznej,
- współczynnik przewodzenia ciepła izolacji (korek) $\lambda_k = 0.04 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ (Ochęduszek, 1974),
- współczynnik przejmowania ciepła dla powietrza w przypadku konwekcji swobodnej $\alpha_p = 30 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$; przyjęto wartość maksymalną z zakresu (5 - 30) (Wiśniewski S. i Wiśniewski T. S., 1997),
- pominięto wpływ oporu cieplnego ścianki miedzianej oraz ścianki dolnej i górnej.

Z obliczeń otrzymano wartość strumienia ciepła (po zaokrągleniu) - $\dot{Q}_{ot} = 2.0 \text{ W}$ dla temperatury powietrza 25°C i ścianki wewnętrznej komory - 0°C . Oszacowanie strumienia ciepła \dot{Q}_w wydało się zbędne ze względu na to, że zawiera w sobie tylko ciepło zakumulowane w elementach komory, które mają znaczenie tylko w fazie początkowej pracy komory - schładzania. Jednakże w czasie ustalonej pracy komory, strumień \dot{Q}_w odpowiada wielkości wymiany ciepła pomiędzy naczyniem z mieszaniną lodu z wodą oraz ścianką komory i dotyczy ciepła utajonego, związanego z przemianą fazową woda-lód. Mimo że posiada on niewielką wartość w porównaniu z \dot{Q}_{ot} (duży opór cieplny wolnej przestrzeni komory), ma duże znaczenie dlatego, że od jego wartości zależy czas pracy źródła temperatury. W idealnym przypadku - dla temperatury ścianki wewnętrznej komory 0°C -

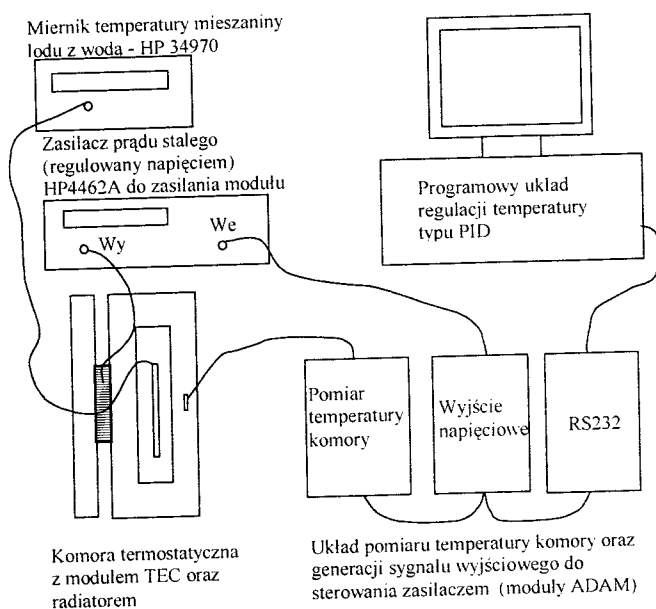
strumień cieplny miałby również wartość 0. Z tego względu temperatura ścianki wewnętrznej komory, a dokładniej jej wartość średnia liczona z całej powierzchni, musi być zbliżona do temperatury naczynia z mieszaniną. Spełnienie tego warunku pozwoli na minimalizację strumienia \dot{Q}_w , co spowolni proces przemiany fazowej, a tym samym przedłuży funkcję źródła temperatury. W związku z tym niezbędny był dokładny układ pomiaru i regulacji temperatury ścianki komory. Dobór nastawy wartości zadanej oraz parametrów pracy PID nastąpił na drodze doświadczalnej. Wybór wartości temperatury nastawy regulatora nie był oczywisty ze względu na występowanie niedokładności wykonania samego czujnika temperatury i układów elektroniki pomiarowej oraz wspomnianej wcześniej niejednorodności rozkładu temperatury na ściance komory.

3. Konstrukcja komory oraz układu pomiaru i regulacji temperatury

Oszacowanie wielkości \dot{Q}_{ot} (strumienia ciepła przenikającego z otoczenia do wnętrza) pozwoliło na dobór mocy modułu TEC wg instrukcji (Thermoelectric Cooling Systems, 1998). Wystarczającym, pod względem mocy, okazał się model TEC o mocy 9 W i wymiarach 20x20. Schemat budowy komory wraz z naczyniem z mieszaniną wody z lodem przedstawiono na rysunku 4.

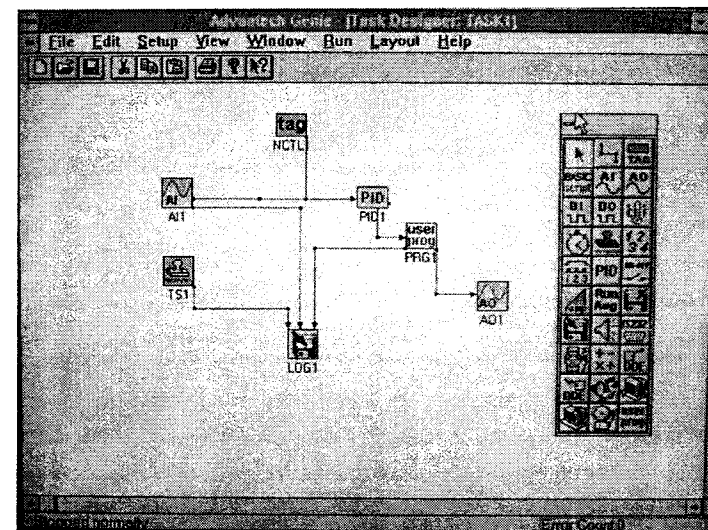


Rys. 4. Schemat budowy komory termostatycznej

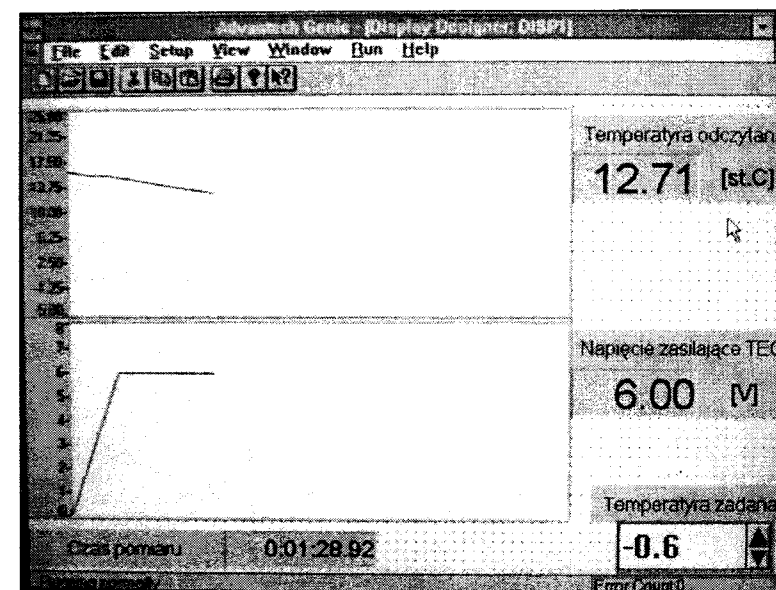


Rys. 5. Schemat funkcjonalny pomiaru i regulacji temperatury

Na rysunku 5 przedstawiono schemat funkcjonalny układu pomiaru i regulacji temperatury komory oraz pomiaru temperatury w naczyniu z mieszaniną wody z lodem. Układ ten został zbudowany na bazie modułów ADAM z serii 4000, sprzężonych z komputerem za pomocą interfejsu RS232. Regulacji temperatury dokonywano w programie GENIE za pomocą odpowiednio przygotowanej aplikacji do regulacji temperatury typu PID. Sygnał wejściowy otrzymywano z modułu ADAM 4013 (odczyt temperatury z czujnika PT100 umieszczonego na ścianie komory) a sygnał wyjściowy – z modułu ADAM 4021 (wyjście napięciowe). Elementem wykonawczym układu regulacji był zasilacz prądu stałego HP4462A sterowany sygnałem napięciowym. Do pomiaru temperatury mieszaniny użyto miernika HP 34970 i czujnika temperatury Pt100 (Fodemski, 2001), umieszczonego w miedzianym rdzeniu w celu zwiększenia powierzchni styku. Aby poprawić dokładność wskazań, sprawdzono rezystancję czujnika w temperaturze 0°C (w termosie z wodą i lodem) i wprowadzono wyznaczoną poprawkę do pamięci miernika.



Rys. 6. Projekt logiczny układu pomiaru i regulacji temperatury komory w programie Advantech Genie: AI1 – wejście analogowe do pomiaru temperatury, PID1 – układ regulacji temperatury, NCTL – nastawa wartości zadanej, PRG1 – program do adaptacji sygnału z wyjścia PID1 na wejście AO1, AO1 – wyjście analogowe sygnału sterującego, TS1 – zegar czasu pomiaru, LOG1 – zapis danych do pliku.

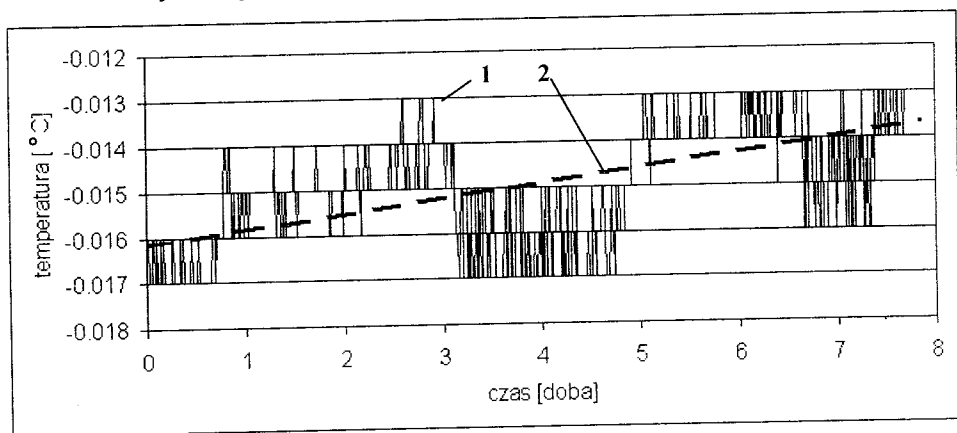


Rys. 7. Pulpit roboczy programu Advantech Genie do pomiaru i regulacji temperatury

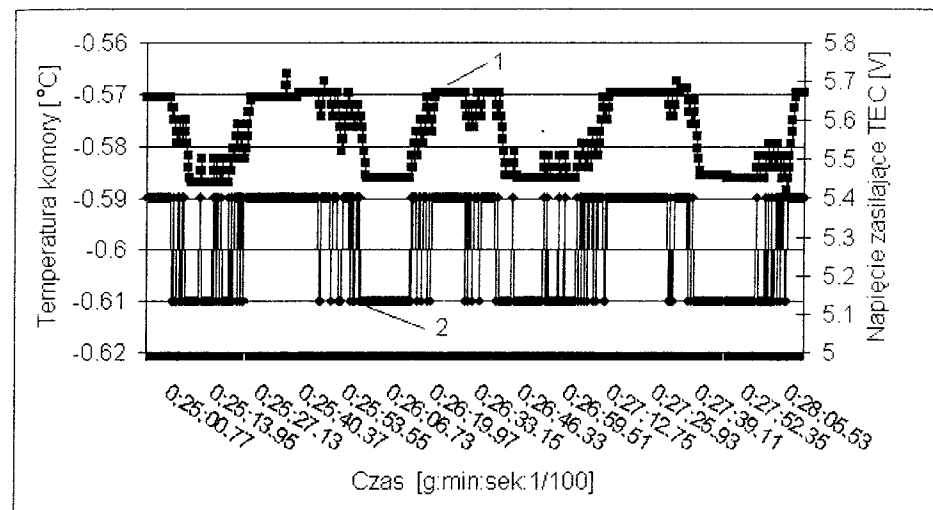
4. Wyniki badań i wnioski

Badanie komory polegało na rejestracji temperatury mieszaniny wody z lodem w czasie. Przebieg takich zmian przedstawiono na rysunku 8. Różnica wskazań temperatury mieszaniny w całym okresie pracy komory ma wartość 0,004°C. Na podstawie przebiegu temperatury (rys. 8) można wnioskować, że zarejestrowane wielkości były zakłócone szumami. Wyznaczenie linii trendu przebiegu w postaci funkcji liniowej pozwoliło na przybliżenie zarejestrowanych zmian temperatury dla zjawiska rzeczywistego. W ten sposób przyjęty wzrost temperatury osiągnął wartość około 0,0025°C w ciągu całego okresu pracy.

Uproszczony model wymiany ciepła przyjęty do oszacowania strumienia ciepła wnikającego do wnętrza komory okazał się wystarczający dla doboru modułu TEC. Moc modułu w pełni zaspokajała potrzeby komory w czasie pracy w temperaturze otoczenia od 19 do 23°C. Na rysunku 9 przedstawiono przebiegi czasowe napięcia zasilającego moduł TEC oraz temperatury komory. Przedział zmienności temperatury mieścił się w zakresie od -0.59 do -0.61°C co daje amplitudę 0.02°C. Dobrana doświadczalnie wartość nastawy temperatury regulacji dla ścianki komory oraz parametrów P, I, D regulatora okazały się poprawne.



Rys. 8. Przebieg temperatury mieszaniny wody z lodem (1) oraz wyznaczony trend zmiany temperatury w postaci funkcji liniowej (2) o równaniu $y = 3 \cdot 10^{-4} \cdot x - 0.0161$



Rys. 9. Przebiegi czasowe napięcia zasilającego moduł TEC (1) oraz temperatury komory (2)

Zaproponowane rozwiązanie konstrukcyjne komory pozwoliło na zmniejszenie mocy układu zasilającego moduł TEC oraz uproszczenie układu chłodzenia – bez pogorszenia stabilności temperatury mieszaniny wody z lodem. Pozwoli to na pracę tej komory jako źródła temperatury odniesienia w długotrwałych pomiarach za pomocą termoelementów.

LITERATURA

1. Wiśniewski S., Wiśniewski T. S. (1997): Wymiana ciepła. WNT, Warszawa.
2. Ochęduszek S. (1974): Termodynamika stosowana. WNT, Warszawa.
3. Thermoelectric Cooling Systems. Design Guide, Marlow Industries, Inc, Dallas, 1998.
4. Fodemski T. (2001): Pomiary ciepłone. WNT, Warszawa.

MEASUREMENT AND REGULATION OF TEMPERATURE OF THERMOSTATIC CHAMBER

Abstract: The paper presents concept, details of construction as well as results of investigations of thermostatic chamber designed for long-lasting storage of water-ice mixture. Such device can carry out a function of reference temperature source being indispensable when performing long-lasting thermal measurements by means of thermocouples.

Pracę wykonano w ramach realizacji pracy statutowej S/WM/2/01.

Jerzy Okrajni*, Kazimierz Mutwil*, Marek Cieśla*

KONSTRUKCYJNE UWARUNKOWANIA TRWAŁOŚCI RUROCIĄGÓW PODDANYCH ODDZIAŁYWANIOM MECHANICZNYM I CIEPLNYM

Streszczenie: Opracowanie koncentruje się na zagadnieniu oceny stanu technicznego obiektów przemysłowych poddanych oddziaływaniom mechanicznym i cieplnym. Zagadnienie omówiono na przykładzie rurociągów pracujących w energetyce i przemyśle chemicznym. Dla wybranych obiektów omówiono materiałowe, geometryczne i dynamiczne uwarunkowania zjawisk zmęczenia. Opracowano modele badanych rurociągów. Określono obszary o największym wyężeniu oraz wyznaczono charakterystyki cyklicznych zmian naprężeń w wybranych elementach rurociągów. Określono wpływ zmieniających się z upływem czasu cech zamocowań rurociągów na ich wyężenie.

1. Wprowadzenie

Stan wielu urządzeń pracujących w polskiej energetyce i przemyśle chemicznym, w tym rurociągów poddanych złożonym oddziaływaniom mechanicznym i cieplnym, determinuje w chwili obecnej konieczność podjęcia decyzji dotyczących możliwości ich dalszej eksploatacji (Okrajni i Józwik, 1999; Hernas i inni, 1997; Okrajni i inni, 1996, 1998, 2000). Wynika to głównie ze względów bezpieczeństwa. Bierze się po uwagę fakt, że wiele spośród tych obiektów przekroczyło tzw. „obliczeniowy czas pracy”, określony przez projektanta jako okres ich sprawnego i bezawaryjnego działania. Brak jest jednakże w chwili obecnej ogólnie przyjętych procedur i kryteriów oceny stanu tego typu urządzeń, co wynika między innymi z ograniczonej liczby danych z praktyki przemysłowej w odniesieniu do wzajemnych relacji pomiędzy czynnikami określającymi stan tych obiektów w powiązaniu z czynnikami podlegającymi monitorowaniu i nadzorowi w warunkach ich użytkowania. Należy przy tym zauważyć, że wiele spośród wymienionych urządzeń w dalszym ciągu właściwie spełnia wyznaczone im zadania.

* Katedra Mechaniki i Technologii Przeróbki Plastycznej Politechniki Śląskiej, ul. Krasińskiego 8, 40-018 Katowice.

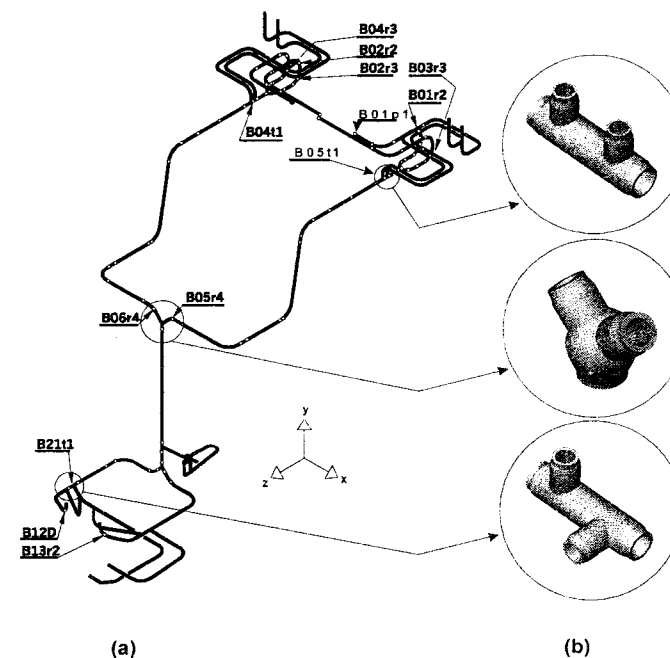
Obecnie niezbędne wydaje się podjęcie badań o charakterze podstawowym w powiązaniu z badaniami urządzeń w warunkach przemysłowych w celu opracowania podstaw metodycznych procedur takiej oceny. Konieczne są w tym wypadku badania diagnostyczne (Okrajni i Józwiak, 1999; Seyna i Ginalski, 1999; Okrajni i inni, 1998, 2001), których podstawową częścią jest analiza stanu obciążenia i naprężenia w rurociągach.

W procesie użytkowania zmianom podlegają właściwości materiałów, zmieniają się również cechy geometryczne rurociągów oraz charakterystyki ich zamocowań. Wszystkie wymienione czynniki decydują o zachowaniu się rurociągów w warunkach pracy, na przykład w bloku energetycznym lub w instalacjach przemysłu chemicznego. Ocena stanu technicznego obiektu powinna więc uwzględniać powiązania cech materiałowych, istniejących cech geometrycznych, charakterystyk zamocowań oraz obciążeń o charakterze mechanicznym i cieplnym. Analiza tych powiązań jest obecnie możliwa przy zastosowaniu metod modelowania komputerowego (Okrajni i inni, 1998, 2001; Mutwil i inni, 1998; Webster i Ainsworth, 1994).

Praca prezentuje zagadnienia oceny wyęźnienia rurociągów w ujęciu całościowym - "globalnym", na podstawie którego określono istotne czynniki determinujące wytrzymałość i trwałość badanych urządzeń. Przedstawione w pracy ujęcie stanowi jednocześnie etap wyjściowy do analizy lokalnej w obszarach o największym wyęźnieniu w celu określenia warunków powstawania pęknięć oraz prognozowania ich zwiększania.

2. Charakterystyka badanych obiektów

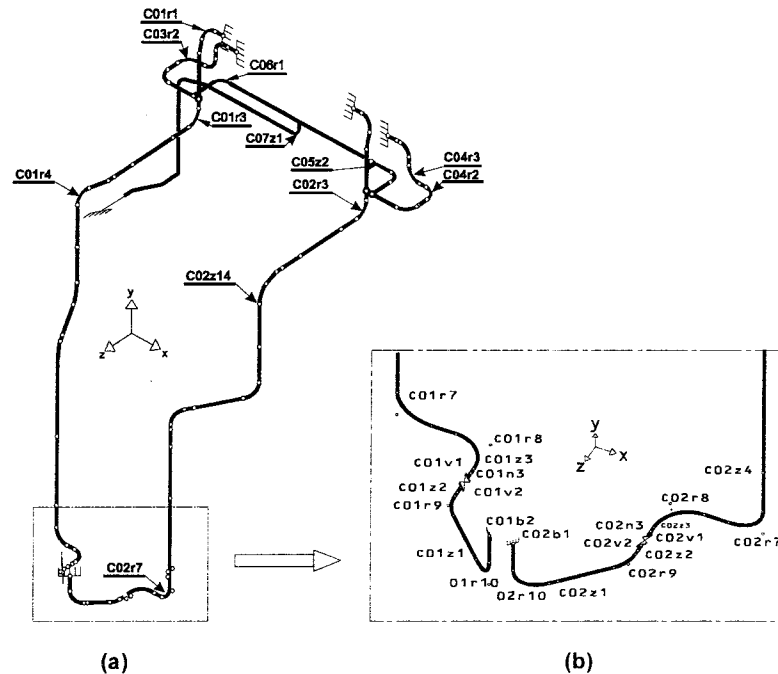
W opracowaniu posłużono się przykładem rurociągów pary bloku energetycznego jednej z krajowych elektrowni (rys. 1, 2). Wyznaczano miejsca najbardziej wyęźnione, które powinny być poddane szczególnie wnikliwej kontroli w procesie eksploatacji. Określenie wyęźnienia w tych obszarach stwarza możliwość zdefiniowania lokalnych warunków degradacji właściwości użytkowych materiału oraz powstawania i zwiększania pęknięć. Badania wykonywano w warunkach przemysłowych. Opracowano modele umożliwiające określenie rozkładów naprężeń, odkształceń i przemieszczeń. Na podstawie analizy warunków eksploatacji oraz dokumentacji technicznej określono założenia i dane do modeli obliczeniowych. Dane te obejmowały: wymiary rur – długości, średnice, grubości ścianek, promienie gięcia łuków, cechy armatury – wymiary, ciężar, cechy materiałowe – gatunek stali, właściwości fizyczne i mechaniczne, cechy izolacji termicznej – grubość, ciężar właściwy.



Rys. 1. Główny rurociąg pary z zaznaczonymi obszarami, w których stwierdzono największe różnice naprężeń zastępczych pomiędzy cyklem rozruchu i pracy w warunkach stanu ustalonego – (a), modele do lokalnej analizy stanu naprężenia – (b)

W wyniku zmian charakterystyk zamocowań zmianom ulegają rozkłady naprężeń w rurociągu. W pracach Okrajniego i innych (2000, 2001) siły w zamocowaniach potraktowano jako wielkości losowe, zmienne w przyjętym przedziale ufności, którego wielkość oszacowano na podstawie badań eksperymentalnych obiektów. Zagadnienie określenia wpływu losowego rozkładu sił w zamocowaniach na wyęźnienie oraz przemieszczenia rurociągu przedstawiono na przykładzie rurociągu pary do wtórnego przegrzewu zamocowanego w punktach zaznaczonych na rysunku 3. Rurociąg wykonany był ze stali 16M. Obciążenia w punktach zamocowania założono na podstawie wyników pomiarów charakterystyk zamocowań „stałosiłowych”. Przyjęto dwa stany charakteryzujące zawieszenia rurociągu:

- stan po 8 latach eksploatacji – charakteryzujący się rozrzutem sił rzeczywistych względem wartości nominalnych o $\pm 5\%$,
- stan uwarunkowany osiemnastoletnią eksploatacją – w którym dodatkowo uwzględniono zużywanie się ruchomych elementów zawiesznień; w wariancie tym założono rozrzut sił równy $\pm 10\%$ wartości nominalnej.



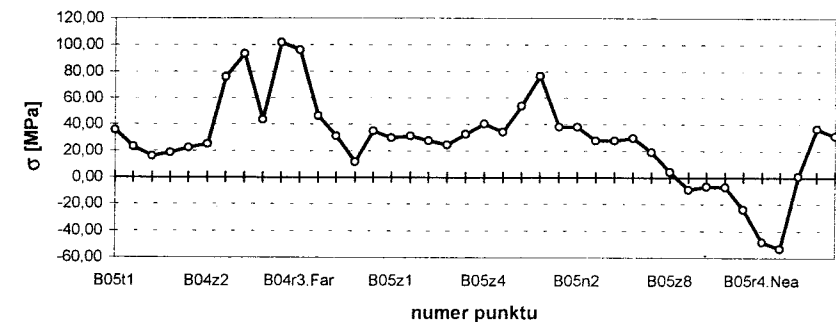
Rys. 2. Rurociąg będący przedmiotem badań z zaznaczonymi wybranymi punktami zamocowania; (a) – cały rurociąg, (b) – fragment rurociągu, dla którego na rysunku 4 przedstawiono rozkłady naprężeń

Wykorzystano generator liczb losowych, generując dla każdego z wymienionych stanów podpór 21 różnych realizacji zawieszenia rurociągu. Model rurociągu pary do wtórnego przegrzewu zbudowano na podstawie dokumentacji technicznej. Na schemacie rurociągu przyjęto następujący sposób oznaczania punktów: pierwsza litera i kolejne dwie liczby np.: C06, C02 – oznaczenie odcinka rurociągu, kolejna litera – lokalizacja punktu: z – zawieszenie, n – naciąg wstępny, t – trójnik, r – łuk, d – redukcja, b – przyłącze turbiny, V – zasuwka, następna cyfra – numer punktu, np. z5 – piąte zawieszenie.

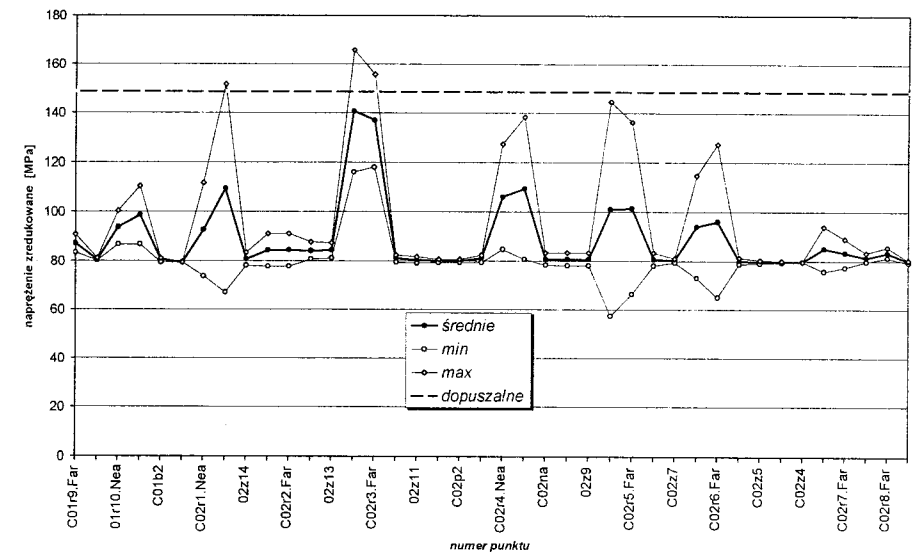
3. Wyniki obliczeń

Obliczenia rozkładów naprężeń wykonano dla rurociągów różniących się cechami geometrycznymi, temperaturą pracy, ciśnieniem wewnętrznym, sposobem zamocowania podparcia, wynikającym z rozmieszczenia podpór oraz ich charak-

niach W obliczeniach uwzględniono obciążenie rurociągów wynikające z przemieszczenia króćców w wyniku odkształceń cieplnych kotła oraz ciężar własny. Zgodnie z hipotezą Hubera (Huber, 1904, 1949; Dyląg i inni, 1996) wyznaczano wyężenie jak również różnicę naprężeń zastępczych pomiędzy stanem „gorącym” i „zimnym”. Naprężenia zastępcze w określonym punkcie osi rurociągu zdefiniowano jako największe naprężenia w danym przekroju rury lub w danym elemencie kształtowym. Rysunek 3 przedstawia rozkład zakresu naprężeń zastępczych, wyznaczony dla wybranego odcinka rurociągu.



Rys. 3. Przykład rozkładu zakresu naprężeń zastępczych, wyznaczonego jako różnica pomiędzy naprężeniami w stanie ustalonym i stanie odpowiadającym warunkom odstawienia

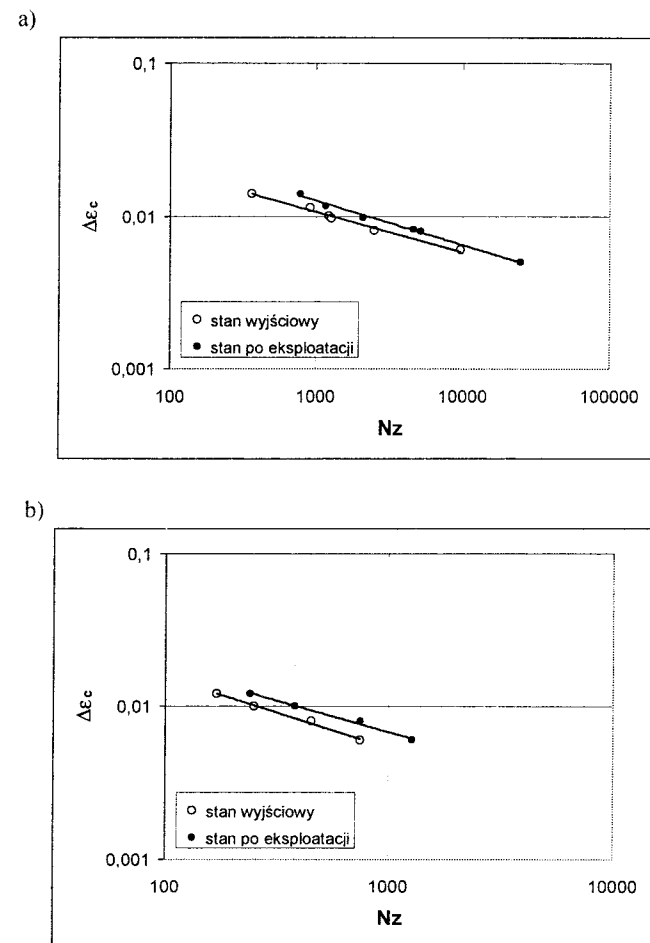


Rys. 4. Rozkład naprężeń zastępczych wzdłuż osi wybranego fragmentu rurociągu

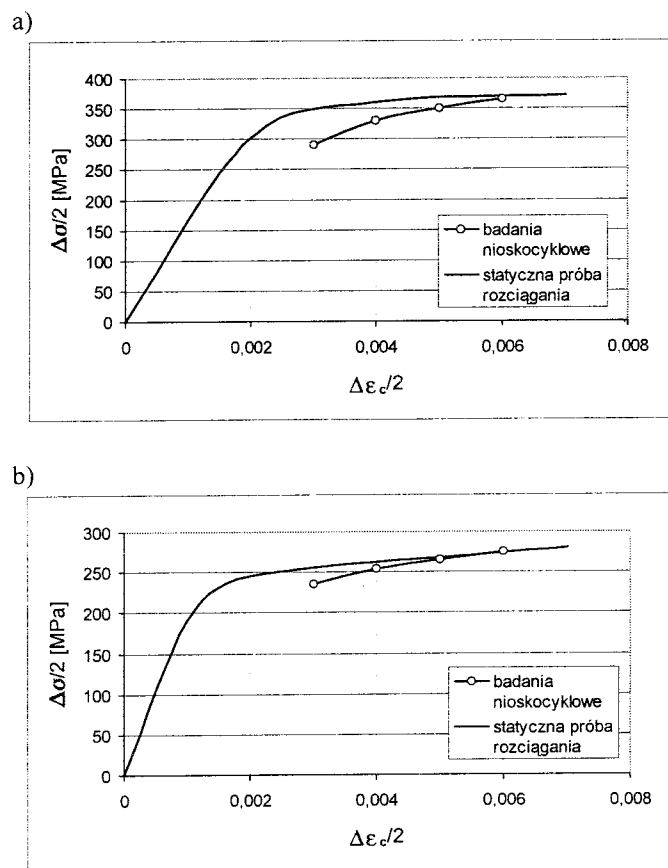
Obliczenia rozkładów naprężeń dla przypadku losowego rozkładu sił w zamocowaniach wykonano dla stanu rurociągu w warunkach normalnej pracy – „stan gorący” oraz dla rurociągu niepracującego – „stan zimny”. W poszczególnych punktach rurociągu wyznaczano siły, momenty i przemieszczenia oraz naprężenia zastępcze. Rysunek 4 ilustruje wybrane wyniki obliczeń.

4. Właściwości zmęczeniowe materiałów

Materiał rurociągu w warunkach użytkowania poddany jest w głównej mierze procesowi pełzania, który może prowadzić do powstawania pustek na granicach ziaren. Z upływem czasu rośnie stopień zdefektowania struktury, co w efekcie prowadzi do powstawania szczelin (Webster i Ainsworth, 1994; *2th Conf. HIDA*, 2000). Szczeliny z czasem zwiększają swoją długość pod wpływem stałych obciążeń w warunkach pełzania lub poprzez oddziaływanie obciążeń o cyklicznym charakterze. Wewnątrz struktury materiału zachodzą zmiany wywołane oddziaływaniem temperatury. Są to procesy przebudowy struktury dyslokacyjnej, zjawiska starzenia wywołane procesami wydzieleniowymi, koagulacja węglików itp. Zmiany struktury nie muszą koniecznie prowadzić do pogorszenia właściwości materiału. Można zaobserwować na przykład, że niskocyklowa trwałość zmęczeniowa stali żarowytrzymałych stosowanych na rurociągi energetyczne rośnie z upływem czasu użytkowania (rys. 5). Pogorszeniu ulegają jednak właściwości wytrzymałościowe, co obrazuje przebieg krzywych cyklicznego odkształcenia (rys. 6). Ocena trwałości wymaga więc bardzo ostrożnej interpretacji wyników badań materiałowych przy uwzględnieniu wymienionych wcześniej czynników o charakterze mechanicznym.



Rys. 5. Wykresy zmęczeniowe stali 13HMF wyznaczone w badaniach niskocyklowych: a) temperatura badań 293 K, b) badania w temperaturze użytkowania - 820 K



Rys. 6. Krzywe cyklicznego odkształcenia stali 13HMF, wyznaczone w badaniach niskocyklowych: w użytkowania – 820 K: a) materiał nieeksplotowany, b) materiał po okresie 15 lat użytkowania

4. Analiza wyników badań

Przeprowadzone badania wykazały, że w niektórych obszarach rurociągów po wieloletniej eksploatacji naprężenia mogą przekraczać wartości dopuszczalne, określone zgodnie z Polską Normą PN-79/M-34033. Wynika stąd konieczność szczególnie wnikliwej, bieżącej kontroli obszarów wykazanych w obliczeniach. Przekroczenie naprężeń dopuszczalnych nie jest jednakże równoznaczne ze stanem krytycznym obiektu, bowiem w przypadku jednokrotnego obciążenia nawet prze-

kroczenie przez naprężenia granicy plastyczności najczęściej nie stanowi dla urządzenia zagrożenia jego zniszczeniem. Do zniszczenia prowadzić jednakże mogą wielokrotne zmiany naprężeń, jak ma to miejsce w rurociągach poddanych oddziaływaniom cyklicznym w wyniku powtarzających się rozruchów i odstawień. Może w tym przypadku zachodzić proces zmęczenia niskocyklicznego. Z uwagi na cykliczny charakter oddziaływań w obszarach zaznaczonych na rysunku 1(a) istnieje niebezpieczeństwo pojawienia się pęknięć. Wykonane obliczenia w ujęciu globalnym wykazały istotne znaczenie zmienności obciążeń w czasie dla wyteżenia rurociągu.

Ocena naprężeń w elementach kształtowych polegała na przyjęciu odpowiednich współczynników spiętrzenia naprężeń. Przyjmowane w obliczeniach współczynniki spiętrzenia naprężeń nie stanowią jednakże dostatecznej podstawy dla precyzyjnej analizy lokalnych procesów odkształcania w obszarach najbardziej narażonych na powstawanie pęknięć. Obszarami takimi są na przykład trójniki, czwórniki, kolana, reduktory a zwłaszcza ich połączenia spawane. Badania procesów lokalnego odkształcania wymaga w tym wypadku zastosowania komputerowych metod obliczeniowych w celu określenia charakterystyk cyklicznego odkształcania. Badania w ujęciu lokalnym są przedmiotem odrębnych opracowań (Mutwil i inni, 1998).

Na podstawie analizy lokalnej, w przypadku stwierdzenia w rurociągu szczelin poprzez badania diagnostyczne, można również ocenić niebezpieczeństwo rozrostu tych szczelin. Podstawową charakterystyką materiałową jest w tym wypadku wykres FAD (failure assessment diagram) (Webster i Ainsworth, 1994; 2th Conf. HIDA, 2000). Można również na jego podstawie wyznaczyć wymiary szczelin, które spowodowałyby zniszczenie rurociągu.

5. Wnioski

Ocena stanu rurociągów energetycznych po wieloletniej eksploatacji wymaga zastosowania metod numerycznych analizy ich zachowania się w ujęciu globalnym i lokalnym w celu określenia pól naprężeń i odkształceń w funkcji czasu, stanowiących charakterystyki procesu odkształcania niezbędne dla prognozowania trwałości.

Z uwagi na cykliczny charakter oddziaływań istnieje niebezpieczeństwo pojawienia się pęknięć w rurociągach energetycznych.

Wykonane obliczenia wykazały istotne znaczenie zmienności obciążeń w czasie dla trwałości rurociągu.

Założenie możliwości występowania rozrzutu wartości sił w poszczególnych podporach spowodowało przekroczenie naprężeń dopuszczalnych przez obliczoną wartość maksymalną naprężenia w danym przedziale ufności w otoczeniu niektórych punktów rurociągu.

LITERATURA

1. **Dyląg Z., Jakubowicz A., Orłoś Z.** (1996): *Wytrzymałość materiałów*. WNT, Warszawa.
2. **Hernas A., Dobrzański J., Klimas H.** (1997): Materiałoznawcze podstawy przedłużania czasu bezpiecznej eksploatacji elementów krytycznych kotła, *Energetyka*. Nr 10.
3. **Huber M. T.** (1948): *Kryteria wytrzymałościowe w stereomechanice technicznej*. Instytut Wydawniczy SIMP, Warszawa.
4. **Huber M. T.** (1904): Właściwa praca odkształcenia jako miara wyczerpania materiału. *Czasopismo Techniczne*. Lwów.
5. Materiały konferencji (2000): *2th Conference HIDA*. MPA Stuttgart. 2000.
6. **Mutwil K., Okrajni J., Cieśla M.** (1998): Badania lokalnego procesu cyklicznego odkształcania rurociągów poddanych oddziaływaniom mechanicznym i cieplnym. Materiały Konferencji *Plastyczność materiałów*, *Ustroń*. 39-46.
7. **Okrajni J., Mutwil K., Cieśla M.** (2001): Wpływ losowych charakterystyk zamocowań rurociągów energetycznych na ich wyczerpanie. *Mat. VII Konf. na temat: Informatyka w technologii metali, Korbielów*.
8. **Okrajni J., Cieśla M., Mutwil K.** (1998): Effort Problem of Chemical Pipelines, *International Symposium: Fatigue Design, Espoo*, Finland, 463-469.
9. **Okrajni J., Jóźwik T.** (1999): Podstawy teoretyczne i prawne diagnostyki rurociągów po wieloletniej eksploatacji, *Dozór Techniczny* 2 (182), Wyd. Sigma NOT, Warszawa, 25-30.
10. **Okrajni J., Mutwil K., Cieśla M.** (2000): Effort investigation of power industry pipelines and the assessment of their technical state, In. *2th International HIDA Conference, Stuttgart*.
11. **Okrajni J., Nowak W., Mutwil K., Cieśla M.** (1998): Wyczerpanie rurociągów energetycznych i zagadnienie ich trwałości, *Mat. V Seminarium Naukowo-Technicznego nt.: Badania materiałowe na potrzeby elektrowni i przemysłu energetycznego, Zakopane*.
12. **Okrajni J., Cieśla M., Renowicz, D., Wojas, M.** (1996): Badania zmian własności mechanicznych materiału rurociągów po długotrwałej eksploatacji w podwyższonej temperaturze. *Inżynieria Materiałowa*, Nr 4 (93), 110-112.
13. **Seyna F., Ginalski J.** (1999): Diagnostyka łuków gładkich w głównych rurociągach pary, *Dozór Techniczny*. 2 (182), Wyd. Sigma NOT, Warszawa, 31-33.
14. **Webster G. A., Ainsworth R. A.** (1994): *High Temperature Component Life Assessment*. Chapman & Hall, London.

DESIGN AND OPERATING INFLUENCES ON THE PIPELINE LIFE UNDER MECHANICAL AND THERMAL LOADING

Abstract: The problem of the technical state assessment of the power industry pipelines working under mechanical and thermal loading has been shown in the paper. Material geometrical and loading conditions of the fatigue process in the chosen objects have been discussed. Models of the pipelines have been worked out. Areas of the maximal effort have been computed. Characteristics of the stress cycles in the pipeline elements have been determined as well. The influence of pipeline constraints random characteristics on the pipeline effort has been determined in the paper. Effort and displacement distributions have been determined in the chosen pipeline for the different constraint variants.

Sławomir Poskrobko*, Jan Łach*

SPALANIE ODPADÓW KOMUNALNYCH

Streszczenie: W niniejszej pracy przedstawiono metodę termicznego unieszkodliwiania odpadów komunalnych w komorach przepychowych z nieruchomym rusztem schodkowym. Wydajność instalacji może być dostosowana do potrzeb miast małej i średniej wielkości oraz dużych aglomeracji miejskich. Podstawowe zalety metody, to: wysoka skuteczność unieszkodliwiania odpadów, możliwość efektywnego wykorzystania ciepła odpadowego w okresie zimowym i letnim oraz niska emisja zanieczyszczeń do atmosfery. W ramach prezentacji metody omówiono sposób sporządzania bilansu energetycznego instalacji oraz oszacowano ilość energii wytworzonej z jednej tony odpadów komunalnych i podczas całorocznej pracy spalarni.

1. Wstęp

Wzrastająca dbałość o środowisko przyrodnicze skłania m.in. do nieustannego poszukiwania coraz to nowszych form takiego unieszkodliwiania odpadów, które byłoby połączone z minimalnym oddziaływaniem na otoczenie. Zadowalających rezultatów nie daje – jak się okazuje – deponowanie odpadów na składowiskach, choć jest ono szeroko rozpowszechnione. W niedalekiej przyszłości zostanie wyczerpana możliwa powierzchnia większości istniejących składowisk i wysypisk, a urządzenie nowych, zgodnie ze standardami przyjętymi w Unii Europejskiej, będzie wymagało dużych nakładów inwestycyjnych, związanych z zakupem i uzbrojeniem nowych terenów, odpowiednim zabezpieczeniem niecek wysypiskowych, itp. Wysokie koszty wiążą się również z eksploatacją składowisk, a później z ich rekultywacją. Ponadto, doświadczenia niemieckie (Weber, 2001) dowodzą, że składowiska odpadów, zorganizowane nawet według nowych standardów, oddziałują – po latach eksploatacji – bardzo negatywnie na środowisko. Zauważono powstawanie i przenikanie do środowiska znacznych ilości wód infiltracyjnych i gazów wysypiskowych. Zawierają one znaczne ilości substancji szkodliwych oraz związków i drobnoustrojów wywołujących przeróżne choroby i infekcje. Każde

* Katedra Termodynamiki i Mechaniki Płynów, Wydział Mechaniczny, Politechnika Białostocka, ul. Wiejska 45c, 15-950 Białystok

wysypisko i składowisko odpadów jest bowiem nieustannie aktywnym bioreaktorem, w którym zachodzą złożone procesy fizyczne, chemiczne i biologiczne. Ich efektem jest wydzielanie substancji szkodliwych dla otoczenia. Procesy te trwają nie tylko w czasie eksploatacji składowisk i wysypisk, ale także w okresie do około 30 lat po ich zamknięciu.

W 1998 roku istniało w Polsce 768 oficjalnie zarejestrowanych składowisk, które wytwarzały i emitowały do środowiska m.in. około 11 mld m³ gazu, głównie metanu (Weber, 2001), który jest trzydziestokrotnie groźniejszy dla atmosfery niż dwutlenek węgla. Przystąpienie Polski do Unii Europejskiej jest także związane z bezwzględny zobowiązaniem się do ścisłego przestrzegania norm, regulujących gospodarkę odpadami od momentu ich wytworzenia aż do utylizacji, przy czym chodzi o unieszkodliwienie efektywne i ekonomicznie uzasadnione. Nie ulega wątpliwości, że względy ekonomiczne będą wymuszały stosowanie takich technologii, które przyniosą długofalowe korzyści, istotne tak dla środowiska jak i społeczności lokalnej. Oznacza to, że obok wysypisk, organizowanych według obowiązujących standardów europejskich, powstawać będą tzw. spalarnie odpadów, które – oprócz niewątpliwych korzyści ekologicznych – przyniosą dodatkowe efekty w obszarze zaspokajania lokalnych potrzeb energetycznych. Biorąc pod uwagę zmiany, które czekają Polskę w niedalekiej już przyszłości, można wyrazić nadzieję, że tak niezbędny rozsądek, wymuszony poniekąd wymogami prawa Unii Europejskiej oraz znajdujący uzasadnione oparcie w rzetelnym i racjonalnym rachunku ekonomicznym, nie dopuści do tak rażących błędów przy podejmowaniu decyzji, jak to np. miało miejsce w ostatnim dziesięcioleciu w przypadku akceptacji budowy znacznie przewymiarowanych spalarni odpadów medycznych na terenie szpitali. Dostępne dziś nowe technologie wysokotemperaturowego termicznego unieszkodliwiania odpadów wydają się być bardziej przyjazne dla otaczającego środowiska niż depozycjonowanie odpadów na składowiskach, a więc poddawanie ich procesom powolnych przemian niskotemperaturowych. Pogląd ten znajduje uzasadnienie w wielu niepodważalnych zaletach preferowanych technologii unieszkodliwiania odpadów.

2. Zalety wysokotemperaturowych metod unieszkodliwiania odpadów

Wieloletnie doświadczenie krajów wysoko rozwiniętych, w których problem ochrony środowiska został już dostrzeżony i uzasadniony rachunkiem ekonomicznym, pozwoliło na rozwój technologii unieszkodliwiania odpadów, polegającej na poddaniu ich wysokotemperaturowej obróbce termicznej. Postęp technologiczny w tej dziedzinie dotyczy szczególnie zmniejszenia negatywnego oddziaływania tzw. „spalarni odpadów” na środowisko naturalne. Związane jest to bezpośrednio z doskonaleniem zarówno procesów spalania i gazyfikacji odpadów jak również

metod oczyszczania i kondycjonowania produktów spalania, emitowanych do środowiska w postaci gazów spalinowych oraz żużli i popiołów (tzw. odpadów wtórnych). Wzrastająca kaloryczność (wartość opałowa) odpadów komunalnych (np. wartość opałową odpadów komunalnych pod koniec lat 80. ubiegłego stulecia szacowano w Polsce na około 4÷6 MJ/kg, a obecnie wynosi ona 7÷8.5 MJ/kg, przy czym przewiduje się jej wzrost w niedalekiej przyszłości do około 9 MJ/kg, a więc do wartości opałowej węgla brunatnego równej 8.5÷10 MJ/kg) skłania do wytwarzania paliw z odpadów, których wartość opałowa mieści się w granicach 11÷18 MJ/kg. Technologię tę z powodzeniem wdrożono i zastosowano w Europie i na świecie. W Polsce istnieją rodzime rozwiązania w zakresie produkcji ekologicznych paliw z odpadów (Wilk i Wandrasz, 2001). Pozytywne rezultaty (Helter i Tesarczyk, 1999) uzyskano w prowadzonych na skalę techniczną badaniach, które obejmowały współspalanie odpadów z węglem kamiennym, co w warunkach polskich wydaje się być uzasadnione ekonomicznie, a to ze względu na możliwość dostosowania istniejących kotłów rusztowych (Nadziakiewicz, 2001) i pyłowych (Weber, 2001; Helter i Tesarczyk, 1999), eksploatowanych w energetyce zawodowej i komunalnej. Jeśli zaś chodzi o efektywne i wysoko sprawne metody oczyszczania spalin, to duże doświadczenie wdrożeniowe o zasięgu europejskim zgromadzono w RAFAKO S.A. w Raciborzu. Na podstawie bogatych doświadczeń, zebranych w trakcie budowy, eksploatacji i modernizacji zakładów termicznej utylizacji odpadów komunalnych można już mówić o wielu istotnych dla środowiska korzyściach, będących efektem zastosowania tej metody unieszkodliwiania odpadów. Jeśli chodzi o podstawowe zalety, to można do nich zaliczyć:

- zmniejszenie o około 90% objętości odpadów w efekcie procesów spalania czy gazyfikacji,
- ciągłą kontrolę (monitoring) emisji zanieczyszczeń (pomiar stężenia substancji szkodliwych zawartych w spalinach, ściekach, żużlach i popiołach),
- możliwość wykorzystania kondycjonowanych żużli i popiołów jako kruszyw budowlanych – szczególnie do budowy dróg, rekultywacji wyeksploatowanych składowisk odpadów, itp.,
- możliwość przetworzenia odpadów w paliwa o z góry przewidzianym i powtarzalnym składzie oraz określonej wartości opałowej,
- efektywne wykorzystanie ciepła odpadowego na potrzeby lokalne oraz możliwość wytwarzania energii elektrycznej,
- ograniczenie zużycia drogich paliw importowanych,
- możliwość ciągłej modernizacji technologii w celu polepszenia efektów ekologicznych i ekonomicznych,
- wykorzystanie istniejącej infrastruktury przyłączy, stanowiących uzbrojenie terenu (lokalizacja utylizacji w obrębie ciepłowni lub elektrociepłowni).

Reasumując powyższe należy stwierdzić, że światowe doświadczenia wdrożeniowe oraz badania przeprowadzone w Polsce w ostatnim dziesięcioleciu ubiegłego stulecia dowodzą jednoznacznie, że wysokotemperaturowe metody unieszkodliwiania odpadów komunalnych mają wiele zalet, które sprawiają, iż technologie te stają się bezpieczne dla środowiska naturalnego i konkurencyjne ekonomicznie w stosunku do metod składowania nieprzetworzonych odpadów na składowiskach i wysypiskach. W związku z tym można wyrazić przekonanie, że jest wielce prawdopodobne, iż przeważająca część odpadów będzie unieszkodliwiana, i to już w niedalekiej przyszłości, za pomocą metod wysokotemperaturowych.

3. Stosowane technologie

Do wysokotemperaturowej utylizacji odpadów komunalnych tradycyjnie stosuje się najczęściej technologie spalania odpadów z nadmiernym udziałem powietrza spalania. Procesy utylizacji odpadów odbywają się więc w kotłach z paleniskiem rusztowym lub w kotłach odzysknicowych ze spalaniem w różnych odmianach warstw fluidalnych. Technologie te są praktycznie dostosowane do termicznej utylizacji odpadów dla dużych aglomeracji miejskich, ponieważ o ich opłacalności decydują – jak wskazuje bogate już doświadczenie w tym zakresie – możliwości zaopatrzenia spalarni w odpady. Literatura (Skowron i Mirosław, 2001) podaje, że technologie te zaczynają być ekonomicznie uzasadnione już od 100000 ton odpadów spalanych w ciągu roku. Jedynie duńska firma REKA oferuje kotły rusztowe specjalnej konstrukcji przystosowane do spalania niewielkich ilości wstępnie segregowanych odpadów komunalnych. Kotły te mogą być wykorzystane do unieszkodliwiania odpadów na potrzeby niewielkich gmin. Charakteryzują się one niewielką wydajnością około 1.5 ton/h. Z uwagi na moc cieplną, równą około 2 MW mogą z powodzeniem stanowić dodatkowe źródło energii dla małych ciepłowni lokalnych. Schodkowa konstrukcja rusztu sprawia, że w kotłach tych można współspalać odpady drzewne z paliwem z odpadów komunalnych.

Współspalanie odpadów w kotłach rusztowych węglowych (np. WR 5 lub WR 25) stwarza możliwość unieszkodliwiania osadów ściekowych. Metoda ta dała zadowalające rezultaty w przypadku współspalania osadów ściekowych na złożu węglowym. Eksperyment przeprowadzono w ciepłowni Fast w Białymstoku. W tego typu kotłach z powodzeniem można współspalać z węglem odpady przetworzone na paliwa (np. RDF, BRAM, PAKOM).

Kotły fluidalne z warstwą pęcherzową lub ze złożem cyrkulacyjnym przystosowane są zasadniczo do dużych wydajności. Dostarczane do nich paliwo powinno być wstępnie rozdrobnione. Podstawową zaletą tych kotłów jest prowadze-

nie procesu spalania w niskich temperaturach, bo od około 850°C do 900°C. Sprzyja to niskiej emisji NO_x do atmosfery.

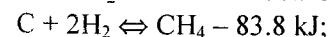
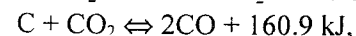
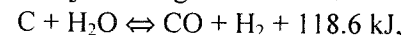
Termiczne unieszkodliwianie odpadów oraz nacisk na spalanie paliw regenerowanych w celu zmniejszenia emisji CO₂ stały się powodem coraz częstszego współspalania tego typu materiałów w kotłach energetycznych (Pronobis, 2002). Na uwagę zasługuje przedpalenisko Heltera KMS, nazwane przez jego twórców paleniskiem satelitarnym (Helter i Tesarczyk, 1999), którego wdrożenie do spalania odpadów komunalnych dało dobre rezultaty w elektrowni Łaziska. Przedpalenisko to współpracuje z kotłem pyłowym o mocy 225 MW. Wydajność załadunku odpadów wynosi 100000 ton/rok (Weber, 2001). Technologia ta, ze względu na niskie koszty inwestycyjne i eksploatacyjne, może być rozpowszechniona w Polsce.

Na podobnej zasadzie, tzn. współpracy z kotłami pyłowymi jako palenisko, działa fluidalny reaktor zgazowujący CWF, zbudowany przez firmę Foster Wheeler. Stosowany jest w instalacjach o dużej wydajności (powyżej 100000 ton/rok). Służy do gazyfikacji biomasy w postaci odpadów drzewnych (Pronobis, 2002), ale z powodzeniem może być wykorzystany do gazyfikacji wysegregowanych odpadów komunalnych.

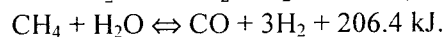
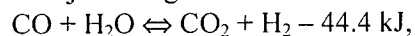
4. Gazyfikacja – spopielenie odpadów w komorach przepychowych

Przez pojęcie *zgazowanie* rozumie się zespół wielokierunkowych przemian termicznych i chemicznych, jakie zachodzą w podwyższonej temperaturze, głównie między częścią organiczną substancji paliwowej a czynnikiem zgazowującym, którym w tym przypadku jest powietrze. Przemiany te prowadzą do wytwarzania gazu oraz pozostałości mineralnej w postaci popiołu. Podstawowymi substratami w procesie zgazowania mogą być w zasadzie wszystkie naturalne lub sztuczne paliwa stałe. Mimo tej różnorodności, układ reagujący zawiera zawsze trzy główne składniki: węgiel, wodór i tlen (Wasilewski i Sobolewski, 1999). W wyniku gazyfikacji można uzyskać gaz o różnych właściwościach kalorycznych w zależności od składu elementarnego odpadów oraz ich wartości opałowej. Poniżej przedstawiono najważniejsze reakcje części organicznej paliwa, zachodzące w trakcie procesu zgazowania:

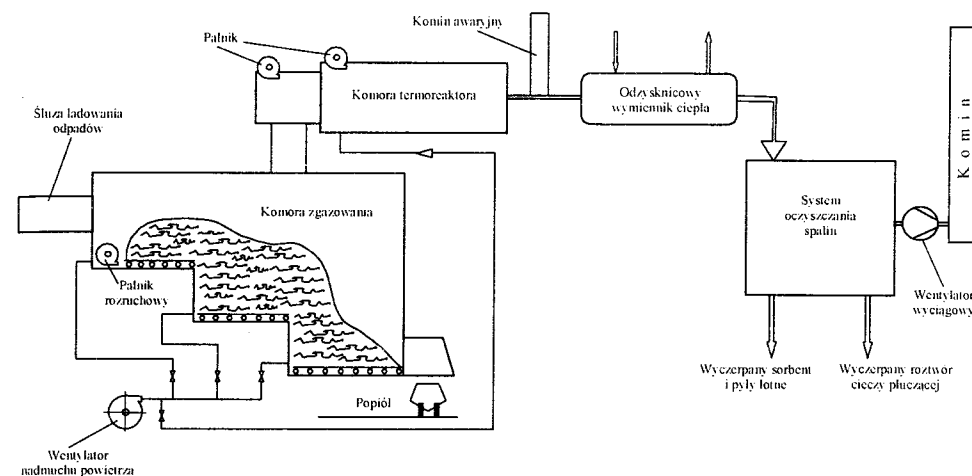
a) reakcje heterogeniczne:



b) reakcje homogeniczne:



Gaz otrzymany w wyniku procesu gazyfikacji (tzw. gaz syntezowy, czyli syngaz) jest spalany w dodatkowej komorze dopalającej. Może nią być oddzielna komora, w której proces spalania gazu syntezowego powinien przebiegać w ściśle określonym reżimie temperaturowym ($t_{\min} = 850^\circ\text{C}$), czasowym ($\tau = 2\text{s}$) oraz z powyżej 6% udziałem O_2 . W przypadku niskich parametrów kalorycznych odpadów (np. wartości opałowej równej około 6-10 MJ/kg), komory dopalające powinny być wyposażone – zgodnie z wymogami Unii Europejskiej – w zewnętrzne źródła ciepła (palniki olejowe lub gazowe), których zadaniem jest utrzymanie wymaganej temperatury. Spełnienie tego wymogu gwarantuje unieszkodliwienie (rozpad) toksycznych związków organicznych (np. dioksyn i furanów), które stanowią poważne zagrożenie dla środowiska, albowiem w warunkach normalnych nie ulegają rozpadowi i stanowią źródło kancerogenezy. Gaz syntezowy może być również dopalany w kotłach energetycznych opalanych pyłem węglowym (np. typu OP) (Pronobis, 2002). Rozwiązanie to jest szczególnie interesujące w przypadku zastosowania komór gazyfikacyjnych przepychowych do unieszkodliwiania odpadów komunalnych lub gazyfikacji biomasy (np. w postaci odpadów drzewnych) w elektrowniach lub elektrociepłowniach (np. w Elektrociepłowni Białystok, która wyposażona jest w kotły OP 160 i OP 260). Niskie koszty inwestycyjne i eksploatacyjne oraz powszechne użytkowanie kotłów typu OP w Polsce sprawiają, że komory gazyfikacyjne przepychowe jako przedpaleniska mogą już w niedalekiej przyszłości znaleźć szerokie zastosowanie. Drugą cechą charakterystyczną polskiej energetyki zawodowej, sprzyjającą potencjalnemu rozpowszechnieniu się wyżej wymienionych komór, jest wyposażenie kotłów energetycznych węglowych w nowoczesne systemy oczyszczania spalin, co jest wymogiem koniecznym w przypadku unieszkodliwiania odpadów metodami termicznymi wysokotemperaturowymi. W komorach przepychowych, współpracujących z kotłami pyłowymi można unieszkodliwiać ponad 100000 ton/rok wstępnie segregowanych odpadów komunalnych, przy czym stosując szeregowe zestawienie np. czterech komór o jednakowej wydajności odpadów równej 4 t/h.



Rys. 1. Schemat technologiczny systemu termicznej utylizacji odpadów

Komory gazyfikacyjne przepychowe o mniejszych wydajnościach, np. od jednej tony do czterech ton na godzinę, pracujące jako pojedyncze lub podwójne zestawy, mogą być z powodzeniem zastosowane do unieszkodliwiania odpadów komunalnych w małych i średnich gminach. Z uwagi na fakt, że energetyka komunalna w miastach powiatowych eksploatuje – w większości przypadków – kotły rusztowe typu WR, współpraca omawianych komór z tymi kotłami nie znalazła zastosowania. Jednak problem ten wydaje się być interesujący ze względów ekonomicznych. Należałoby więc podjąć prace badawcze mające na celu wdrożenie takiego systemu termicznej utylizacji odpadów na potrzeby małej energetyki komunalnej. Mimo braku potwierdzenia możliwości współpracy gazyfikatorów przepychowych z kotłami rusztowymi, można poddać stosownej weryfikacji konfigurację systemu termicznej utylizacji odpadów na potrzeby gmin czy powiatów zestawioną na rysunku 1 (Entech, materiały . . .) System skonfigurowany jest z następujących elementów podstawowych: stacji odzysku surowców wtórnych (sortowni), systemu ciągłego podawania odpadów (paliwa) do komory gazyfikacyjnej, komory przepychowej gazyfikacyjnej, komory dopalającej gaz syntezowy – termoreaktora, rekuperacyjnego wymiennika ciepła (kotła odzysknicowego wodnego lub parowego), instalacji oczyszczania spalin, systemu odpopielającego, systemu odprowadzania odpadów wtórnych z instalacji oczyszczania spalin (np. ścieków technologicznych), wyczerpanych reagentów stałych z procesu odsiarczania spalin (w tym pyłów lotnych). Schemat komory gazyfikacyjnej z komorą dopalającą, kotłem odzyskowym oraz systemem oczyszczania spalin przedstawiono na rysunku 1.

5. Bilans masowy i energetyczny

Obiektem badań jest układ wysokotemperaturowego unieszkodliwiania odpadów komunalnych, składający się z komory gazyfikacyjnej i komory dopalającej (termoreaktora). W ramach omawianych zagadnień bilansowych (tab. 1) rozpatrzone zostały możliwe niekorzystny wariant niskiej wartości opałowej odpadów komunalnych (6,127MJ/kg).

Bilans masy i energii dla komory gazyfikacyjnej i komory dopalającej (termoreaktora) sporządza się na podstawie danych firmy „ENTECH”, które znalazły potwierdzenie w wielu wdrożeniach. Zakłada się, że: (1) ma się do czynienia ze stanem ustalonym; (2) bilans substancji obejmuje związki chemiczne powstałe w procesach: gazyfikacji i spalania; (3) spalanie jest niezupełne i niecałkowite; (4) w spalinach występują takie związki, jak: NO, SO₂, CO, CO₂, O₂, HCl, HF, NO₂ i H₂O, co potwierdzają dane pomiarowe; (5) znane są: elementarny skład odpadów jako paliwa (H, N, C, S, O), wartość opałowa odpadów i godzinowa wydajność utylizacji odpadów; (5).paliwem dodatkowym w procesie jest gaz ziemny; (6) znany jest strumień masy popiołu. Stosowne dane i wyniki obliczeń bilansowych, przeprowadzonych dla komory gazyfikacyjnej i dopalającej jako jednego elementu, w którym zachodzi proces spalania (gazyfikacja w komorze i spalanie gazu syntezowego w termoreaktorze), zestawiono w tablicach od 1 do 7.

Tab. 1. Charakterystyka odpadów komunalnych

Lp.	Parametr	Oznaczenie	Wartość liczbową	Jednostka
1	Strumień masowy odpadów	m_{odp}	4133	kg/h
2	Udział węgla C	n_C	17.44	%
3	Udział wodoru H	n_H	2.82	%
4	Udział tlenu	n_O	15.58	%
5	Udział azotu N	n_N	0.53	%
6	Udział siarki S	n_S	0.09	%
7	Udział chloru Cl	n_{Cl}	0.18	%
9	Udział irydu I	n_I	0.00	%
10	Udział fluoru F	n_F	0.0003	%
11	Udział popiołu	n_{ash}	21.5997	%
12	Wilgotność	n_W	41.76	%
13	Ciepło spalania	Q_S	7774	kJ/kg
14	Wartość opałowa	W	6127	kJ/kg

Tab. 2. Powietrze do spalania paliwa – powietrze I (paliwo dodatkowe – gaz ziemny)

Lp.	Parametr	Oznaczenie	Wartość liczbową	Jednostka
1	Strumień ciepła dostarczony z paliwem	\dot{Q}_1	3586865	kJ/h
2	Masowe zużycie paliwa	\dot{m}_{pal}	169	kg/h
3	Strumień masy powietrza dostarczony do spalania paliwa	$\dot{m}_{p,pal}$	3182	kg/h
4	Strumień objętościowy powietrza w warunkach normalnych	\dot{V}'_{p,pal_n}	2476	Nm ³ /h
5	Strumień objętościowy powietrza w warunkach rzeczywistych	\dot{V}'_{p,pal_r}	2769	m ³ /h

Tab. 3. Powietrze do gazyfikacji i spalania – powietrze II (komora gazyfikacyjna i dopalająca)

Lp.	Parametr	Oznaczenie	Wartość liczbową	Jednostka
1	Temperatura wlotowa	t_{pow}	27	°C
2	Wilgotność	x_{pow}	0.01	–
3	Strumień masowy	\dot{m}_{pow}	13976	kg/h
4	Strumień objętościowy w warunkach normalnych	\dot{V}'_{pow_n}	10875	Nm ³ /h
5	Strumień objętościowy w warunkach rzeczywistych	\dot{V}'_{pow_r}	12159	m ³ /h

Tab. 4. Spaliny wylotowe

Lp.	Parametr	Oznaczenie	Wartość liczbową	Jednostka
1	Temperatura	t_{sp}	1000	°C
2	Strumień masowy	\dot{m}_{sp}	20854	kg/h
3	Strumień objętościowy w warunkach normalnych	\dot{V}'_{sp_n}	17332	Nm ³ /h
4	Strumień objętościowy w warunkach rzeczywistych	\dot{V}'_{sp_r}	80821	m ³ /h

Tab. 5. Gazy spalinowe

Lp.	Składnik spalin	Udział spalin wilgotnych	Udział spalin suchych	Strumień masowy [kg/h]
1	CO ₂	14.74 %	17.57 %	3073.95
2	H ₂ O	16.10 %	0 %	3357.35
3	N ₂	63.62 %	75.83 %	13266.66
4	NO _x	181.82 ppm	216.70 ppm	3.79
5	HCl	367.45 ppm	437.96 ppm	7.66
6	HF	0.62 ppm	0.74 ppm	0.01
7	Br ₂	0.00 ppm	0.00 ppm	0.00
8	I ₂	0.00 ppm	0.00 ppm	0.00
9	SO ₂	356.74 ppm	425.20 ppm	7.44
10	P ₂ O ₅	122.54 ppm	146.06 ppm	2.56
11	O ₂	5.44 %	6.48 %	1134.19
12	Gazy suche			17496
13	H ₂ O			3357
14	Gazy wilgotne			20854
15	Popiół			892.19

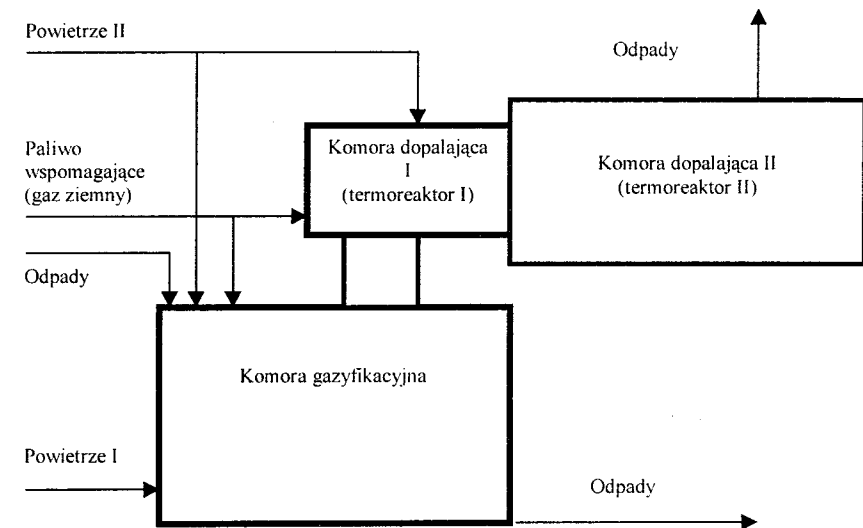
Tab. 6. Gazy spalinowe

Lp.	Składnik spalin	Udział spalin wilgotnych	Udział spalin suchych	Strumień objętościowy w warunkach normalnych [Nm ³ /h]	Strumień objętościowy w warunkach rzeczywistych [m ³ /h]
1	CO ₂	9.10 %	12.00 %	1576.38	7350.68
2	H ₂ O	24.18 %	0 %	4191.45	19544.76
3	N ₂	62.08 %	81.88 %	10759.66	50172.33
4	NO _x	103.38 ppm (v)	136.35 ppm (v)	1.79	8.36
5	HCl	270.56 ppm (v)	356.86 ppm (v)	4.69	21.87
6	HF	0.84 ppm (v)	1.10 ppm (v)	0.01	0.07
7	Br ₂	0.00 ppm (v)	0.00 ppm (v)	0.00	0.00
8	I ₂	0.00 ppm (v)	0.00 ppm (v)	0.00	0.00
9	SO ₂	0.01 ppm(v)	198.57 ppm (v)	0.01	0.02
10	P ₂ O ₅	23.72 ppm (v)	31.28 ppm (v)	0.41	1.92
11	O ₂	4.59 %	6.05 %	795.37	3708.80
12	Gazy suche			13141	61264
13	Wilgoć			4191	19545
14	Gazy wilgotne			17332	80809

Tab. 7. Wartości charakterystycznych strumieni energii

Lp.	Strumień energii	Wartość liczbową [kJ/h]
1	dostarczonej (na wejściu):	
	a) z odpadów \dot{Q}_2	25322891
	b) w paliwie wspomagającym (gaz ziemny) \dot{Q}_{wsp}	3586865
2	straconej przez promieniowanie i odprowadzonej z popiołem (straty energetyczne) \dot{Q}_{str}	886301
3	gazów spalinowych \dot{Q}_1	28023455

Na rysunku 2 przedstawiono ilustrację analizowanego procesu gazyfikacji odpadów komunalnych i dopalania gazu syntezowego w termoreaktorach I i II, na podstawie której dokonano obliczeń bilansowych.



Rys. 2. Ilustracja procesu gazyfikacji odpadów i dopalania gazu syntezowego

6. Energia z odpadów

Budowa obiektów termicznego unieszkodliwiania odpadów komunalnych (tzn. spalarni odpadów) jest uzasadniona wówczas, gdy podstawowym celem, obok niezbędnych korzyści ekologicznych, jest dążenie do efektywnego wykorzystania

energii zawartej w odpadach. Należy nadmienić, że szacuje się (Poskrobko, 2002), iż około 70% energii można odzyskiwać i wykorzystywać do celów użytkowych. Spalarnie, pracujące jako elektrociepłownie i ciepłownie charakteryzują się m.in. wysoko sprawnym systemem oczyszczania spalin, a to z uwagi na wysokie wymagania dotyczące emisji zanieczyszczeń gazowych do atmosfery. Umożliwia to ich lokalizację nawet w centralnych punktach miast, co zapewnia łatwy dostęp do głównych kolektorów miejskiej sieci ciepłowniczej. W ramach np. skojarzonej produkcji ciepła i energii elektrycznej można uzyskać – w optymalnych warunkach – około 24÷28% energii elektrycznej i 72÷76% energii cieplnej. Na potrzeby planowania zakłada się, że wartość opałowa odpadów jest równa 7 MJ/Mg a ilość energii wytworzonej na sprzedaż z jednej tony odpadów dostarczonych do spalarni wynosi:

1. w przypadku produkcji ciepła – 5320 MJ/Mg,
2. w przypadku produkcji energii elektrycznej – 590 kWh/Mg,
3. w przypadku skojarzenia:
 - energia elektryczna – 370 kWh/Mg,
 - energia cieplna – 4200 MJ/Mg.

Przyjmując deklarowaną ilość odpadów jako równą 4.133 Mg/h i zakładając, że spalarnia pracuje w ciągu roku 6000 godzin, możemy zutilizować 24798 ton odpadów komunalnych. Biorąc pod uwagę powyższe wskaźniki, można oszacować ilość wyprodukowanej energii cieplnej i elektrycznej. Wyniki stosownych obliczeń przedstawiają się następująco:

1. produkcja ciepła – $132.000 \cdot 10^6$ MJ/rok,
2. produkcja energii elektrycznej – $146.310 \cdot 10^2$ MWh/rok,
3. produkcja skojarzona:
 - energia elektryczna – $91.752 \cdot 10^2$ MWh/rok,
 - energia cieplna – $104.151 \cdot 10^6$ MJ/rok.

7. Wnioski

Przedstawiona technologia unieszkodliwiania odpadów komunalnych poprzez ich gazyfikację wydaje się być interesująca, przy czym ze względu na jej potencjalnie szerokie możliwości zastosowania tak na potrzeby powiatów jak i na potrzeby dużych aglomeracji miejskich. W ramach niniejszej pracy zaprezentowano komorę o wydajności 4.133 Mg/h odpadów komunalnych o możliwie niekorzystnej, niskiej wartości opałowej 6.127 MJ/kg. Należy tu dodać, że od kilku już lat zauważa się ciągle wzrost tej wartości, przy czym rocznie średnio o 200 kJ/kg. Trend ten wzięto pod uwagę w zamieszczonych powyżej kalkulacjach szacunko-

wych, obejmujących planowanie wytwarzania energii z odpadów (elektrociepłownia, ciepłownia). Założono w nich bowiem średnioroczną wartość opałową odpadów komunalnych w Polsce jako równą 7 MJ/kg. Nadmienmy, że wartość opałowa odpadów komunalnych w krajach wysoko rozwiniętych jest szacowana na około 9÷10 MJ/kg.

Komory przepychowe, stosowane najczęściej do gazyfikacji odpadów niebezpiecznych i komunalnych, mogą być z powodzeniem wykorzystane do gazyfikacji biomasy (np. odpadów drzewnych). Biorąc pod uwagę nasilające się tendencje wytwarzania paliw z odpadów, należy stwierdzić, że komory te mogą służyć jako gazyfikatory, pracujące przy ściśle określonych wartościach parametrów procesowych.

LITERATURA

1. **Weber A. (2001):** Termiczna utylizacja paliw z odpadów przy wykorzystaniu techniki i infrastruktury istniejących elektrowni. Praca zbiorowa: „Paliwa z odpadów” (pod redakcją J.W. Wandrasza, J. Nadziakiewicza). Tom III, Wydawnictwo Helion, Gliwice.
2. **Wilk R., Wandrasz A.J. (2001):** Współspalanie węgla i paliw z odpadów. Praca zbiorowa: „Paliwa z odpadów” (pod redakcją J.W. Wandrasza, J. Nadziakiewicza). Tom III, Wydawnictwo Helion, Gliwice.
3. **Helter H., Tesarczyk W. (1999):** Systemowa technika spalania węgla i śmieci. Praca zbiorowa „Paliwa z odpadów” (pod redakcją J.W. Wandrasza, J. Nadziakiewicza). Tom II, Wydawnictwo Helion, Gliwice.
4. **Nadziakiewicz J. (2001):** *Spalanie stałych substancji odpadowych*. Wydawnictwo Gnome, Katowice.
5. **H. Skowron H, Mirosław J. (2001):** Rozwój technologii termicznej utylizacji odpadów – uwarunkowania wdrożeń w Polsce. Materiały konferencyjne. Kierunki zagospodarowania odpadów komunalnych w regionie Puszczy Białowieskiej. Hajnówka.
6. **Pronobis M. (2002):** *Modernizacja kotłów energetycznych*, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa.
7. **Wasilewski R., Sobolewski A. (1999):** Otrzymywanie gazu syntezowego z odpadów tworzyw sztucznych. Praca zbiorowa „Paliwa z odpadów” (pod redakcją J.W. Wandrasza, J. Nadziakiewicza), Tom II, Wydawnictwo Helion, Gliwice.
8. Materiały informacyjne firmy ENTECH.
9. **Poskrobko S. (2002):** Potencjał energetyczny biomasy i odpadów komunalnych w rejonie Puszczy Białowieskiej. Materiały Konferencji: „Unieszkodliwianie odpadów w rejonie Puszczy Białowieskiej”, Urząd Miejski w Hajnówce.

NEUTRALIZING OF MUNICIPAL WASTE

Abstract: In this paper, the method of thermal neutralizing of municipal waste in base unit gasification chambers with motionless step grate has been presented. Efficiency of installation can be readjusted to needs of small and average cities as well as large

municipal agglomeration. Basic advantages of the method comprise: (i). high effectiveness of waste neutralizing; (ii). possibility of effective utilization of waste heat in both winter and summer period; (iii). low air pollution. In frames of presentation of the thermal utilization of municipal waste, suitable data as well as results of energy balance calculation of installation have been presented. Quantity of energy produced from one ton of municipal waste as well as during annual work of incinerating plant have been estimated, too.

Pracę wykonano w ramach realizacji pracy statutowej S/WM/2/01.

Marek Romanowicz*, Michał Czech*, Jerzy Bugaryn**

ROZCIĄGANIE W KONFIGURACJI NIEOSIOWEJ JAKO METODA OKREŚLANIA WYTRZYMAŁOŚCI DREWNA NA ŚCINANIE WZDŁUŻNE

Streszczenie: W pracy przedstawiono rozwinięcie metody wyznaczania wytrzymałości na ścinanie wzdluzne dla materialu ortotropowego przez rozciąganie próbki w konfiguracji nieosiowej. Rozwinięcie polegało na podaniu analitycznej formuły na dobór kąta, przy którym powinna być rozciągana próbka. Analizę i badania wykonano na przykładzie drewna bukowego w jednej płaszczyźnie ortotropii, będącej jego płaszczyzną anatomiczną. Oszacowano także, za pomocą MES, zaburzenia w jednorodności naprężeń stycznych występujące przy tej metodzie badań.

1. Wstęp

Powszechnie uważa się, że najlepsze oszacowanie rzeczywistej wytrzymałości na ścinanie wzdluzne dla materialu ortotropowego oddaje próba skręcania rurki cienkościennej (np. Ochelski, 1997; Tarnopolski i inni, 1999). W przypadku szeregu materialów tej klasy, takich jak kompozyty, drewno, walcowana blacha, występują duże trudności z wykonaniem próbki rurkowej w taki sposób, aby zachowana była ortotropowa symetria materialu na obwodzie. W związku z powyższym rozwijają się metody określania wytrzymałości na ścinanie wzdluzne (tj. wzdluz kierunku wzmocnienia), dające mniej jednorodne rozkłady naprężeń stycznych niż skręcanie próbki rurkowej cienkościennej, ale za to dużo prostsze do realizacji. Jedną z takich metod jest próba rozciągania materialu ortotropowego w takiej konfiguracji, aby kierunek wzmocnienia (kierunek głównej osi ortotropii) tworzył z kierunkiem rozciągania kąt $\alpha = 10^\circ$.

Po raz pierwszy sposób ten został zaprezentowany przez Chamisa i Sinclaira (1977), którzy zaobserwowali, że dla kąta $\alpha = 10^\circ$ próbki niszczą się wskutek ści-

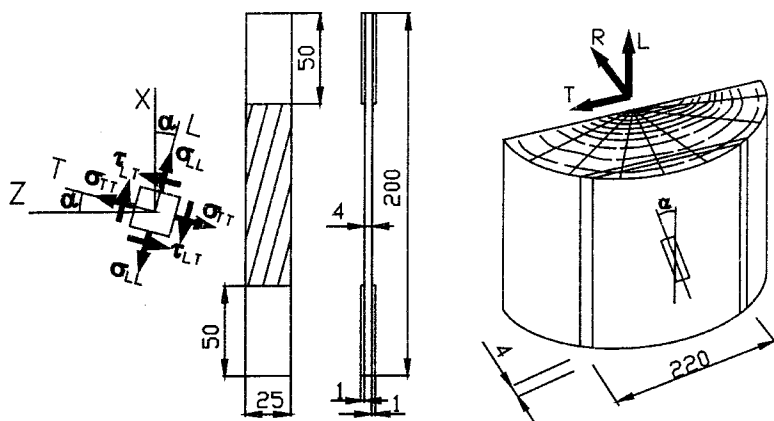
* Wydział Mechaniczny Politechniki Białostockiej, Katedra Mechaniki Stosowanej, ul. Wiejska 45 C, 15-351 Białystok,

** Wydział Mechaniczno-Elektryczny Akademii Marynarki Wojennej, ul. Śmidowicza 69, 81-103 Gdynia.

nania. Stan naprężeń w części pomiarowej próbki rozciąganej w konfiguracji obróconej względem głównych osi ortotropii LT prezentuje kostka naprężeń na rysunku 1. Jak widać, prosty stan obciążenia w konfiguracji nieosiowej wywołuje płaski stan naprężenia, w którym trzy składowe są wzajemnie powiązane według wzorów transformacyjnych

$$\sigma_{LL} = \sigma_{XX} \cos^2 \alpha, \quad \sigma_{TT} = \sigma_{XX} \sin^2 \alpha, \quad \tau_{LT} = -\sigma_{XX} \sin \alpha \cos \alpha, \quad (1)$$

gdzie: σ_{LL} , σ_{TT} – naprężenia normalne odpowiednio wzdłuż włókien i w poprzek włókien drewna bukowego, τ_{LT} – naprężenia styczne w płaszczyźnie LT , σ_{XX} – naprężenia rozciągające.



Rys. 1. Próbkę na rozciąganie, wg ASTM 3039 i stan naprężeń w części pomiarowej, LR , LT , TR – płaszczyzny anatomiczne drewna

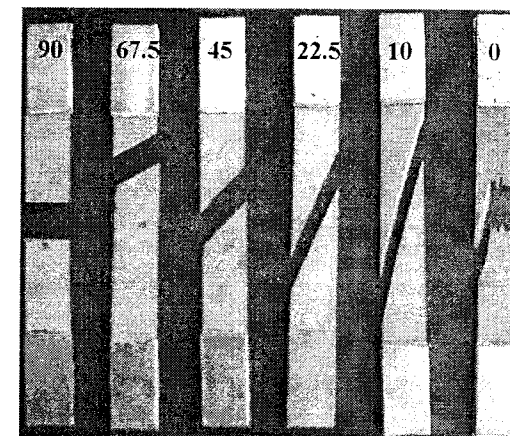
Omawiana metoda opiera się na założeniu, że przy rozciąganiu dla kąta $\alpha = 10^\circ$ graniczne naprężenia styczne bliskie są granicy wytrzymałości na ścinanie wzdłuż włókien w płaszczyźnie LT , tj. $\tau_{LT} \approx S$ oraz że wytrzymałość na ścinanie jest stałą materiałową i nie zależy od sposobu obciążania. Oszacowanie rzeczywistej wytrzymałości na ścinanie tym sposobem obarczone jest pewnym niewielkim błędem, z uwagi na występowanie dodatkowego poprzecznego rozciągania. W wielu późniejszych publikacjach, dotyczących tej metody, liczni autorzy, np. Pindera i inni (1987), Pierron i Vautrin (1996) Odegard i Kumosa (2000), Kawai i inni (1996), bezkrytycznie stosowali w swoich badaniach kąt $\alpha = 10^\circ$, bez względu na badany materiał. Zdaniem autorów tej pracy, konieczny jest indywidualny dla każdego materiału ortotropowego dobór kąta α , przy którym oszacowywana byłaby wytrzymałość na ścinanie.

Celem tej pracy jest: po pierwsze – podanie modyfikacji omawianej metody wyznaczania wytrzymałości materiału ortotropowego na ścinanie wzdłużne, polegającej na analitycznym wyznaczeniu właściwego kąta α^* między kierunkiem rozciągania a kierunkiem wzmocnienia. Po drugie – określenie, na przykładzie drewna bukowego, zmodyfikowaną metodą wytrzymałości na ścinanie wzdłużne S oraz numeryczna analiza wpływu zamocowania końców rozciąganej próbki na wyznaczoną wartość wytrzymałości S .

W prezentowanym artykule zakłada się, że drewno ma makroskopowo ortotropową symetrię budowy (patrz rys. 1), podobną do kompozytu jednokierunkowo wzmocnionego, w którym wzmocnienie stanowią włókna celulozy ułożone wzdłuż osi pnia drzewa, natomiast wypełnieniem jest głównie lignina.

2. Opis metody badań

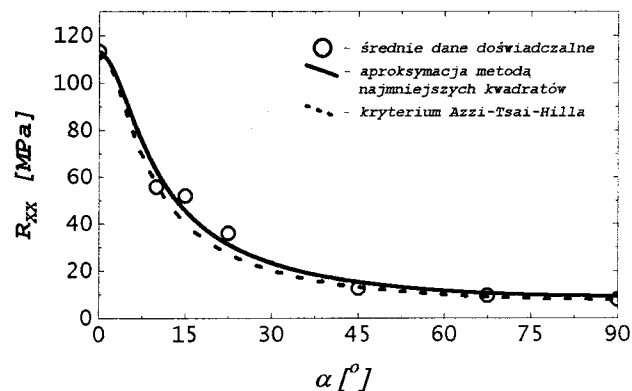
Wyznaczenie najwłaściwszego kąta $\alpha = \alpha^*$, dla drewna bukowego w płaszczyźnie LT , który następnie posłuży do określania wytrzymałości na ścinanie wzdłużne, polega na przeprowadzeniu statycznej próby rozciągania w konfiguracji nieosiowej w zakresie kątów wycinania próbek względem osi ortotropii $\alpha \in \langle 0, \pi/2 \rangle$. Próbkę do badań pochodziły z pnia jednego drzewa z trzech różnych wysokości. Wycinano je w płaszczyźnie LT dla siedmiu kierunków, mianowicie dla α [°]: 0, 10, 15, 22.5, 45, 67.5, 90, w sposób schematycznie przedstawiony na rysunku 1. Dla poszczególnych kątów przebadano od 5 do 10 próbek. Badania statycznego, jednoosiowego rozciągania, wykonano na programowalnej maszynie wytrzymałościowej MTS 810 na próbkach prostokątnych, według ASTM 3039 z naklejonymi aluminiowymi okład-



Rys. 2. Próbkę po zniszczeniu

Tab. 1. Zestawienie współczynników zmienności

α [°]	0	10	15	22.5	45	67.5	90
v [%]	5.33	8.14	4.60	7.10	6.80	22.62	8.03



Rys. 3. Anizotropia wytrzymałości drewna bukowego w płaszczyźnie LT

czyźnie ortotropii LT w zależności od kąta α przedstawiono na rysunku 3 (punkty). Rozrzuty wartości wytrzymałości na rozciąganie opisano współczynnikiem zmienności $\nu = (S_{n-1}/R_{XX}) \times 100$ [%], gdzie S_{n-1} jest to błąd standardowy średniej wytrzymałości R_{XX} . Współczynniki zmienności ν dla poszczególnych kątów prezentuje tabela 1.

Obserwacje widocznych na rysunku 2 próbek drewna bukowego po zniszczeniu wykazały, podobnie jak w kompozytach jednokierunkowo wzmocnionych, dwa zdecydowanie różne mechanizmy zniszczenia próbek. Pierwszy dla α bliskich 0° , wskutek rozrywania, jak można sądzić, włókien celulozy i drugi dla $\alpha > 0$, wskutek pęknięcia wzdłuż kierunku włókien - matrycy, jaką w drewnie stanowi głównie lignina. W prezentowanej pracy interesuje nas drugi mechanizm, gdyż spodziewamy się, że dla drewna bukowego, tak jak dla omawianych kompozytów dla kątów α do około 30° , jak zaobserwowali to na przykładzie kompozytu szklano-epoksydowego Subramanian i inni (1994), mechanizm pęknięcia matrycy jest wywołany dominującym ścinaniem w przeciwieństwie do kątów α większych od 30° , dla których zaczyna dominować mechanizm uszkodzenia spowodowany poprzecznym rozciąganiem matrycy.

Tab. 2. Zestawienie składowych tensora wytrzymałości

P_{LLLL} [MPa ⁻²]	$2P_{LLTT} + 4P_{LTLT}$ [MPa ⁻²]	P_{TTTT} [MPa ⁻²]
7.90×10^{-5}	5.75×10^{-3}	1.16×10^{-2}

kami, których zadaniem było zapobieżenie niszczeniu próbek w części chwytowej.

Przed badaniem próbki były klimatyzowane przy wilgotności powietrza $65 \pm 5\%$ i temperaturze 293 ± 3 K do uzyskania stałego ciężaru. Szybkość obciążania próbek wynosiła 0.1 kN/s. Średnie wytrzymałości drewna bukowego na rozciąganie R_{XX} w płaszczyźnie

Kolejnym etapem wyznaczania kąta α^* jest opisanie anizotropii wytrzymałości na rozciąganie, według jednego z makroskopowych kryteriów wytrzymałości dla materiału

o ortotropowej symetrii a następnie obliczenie takiego kąta α^* , dla którego przyjęte kryterium osiąga maksimum względem naprężenia stycznego τ_{LT} .

Anizotropię wytrzymałości drewna bukowego w płaskim stanie naprężeń opisano według kryterium Misesa, które stanowi szczególną postać wielomianowego kryterium Malmaistra (1966). Dla materiału o ortotropowej symetrii otrzymujemy w układzie LT następujący wzór

$$P_{LLLL} \sigma_{LL}^2 + P_{TTTT} \sigma_{TT}^2 + 2P_{LLTT} \sigma_{LL} \sigma_{TT} + 4P_{LTLT} \tau_{LT}^2 = 1 \quad (2)$$

gdzie: P_{LLLL} , P_{TTTT} , ..., P_{LTLT} – składowe tensora wytrzymałości czwartego rzędu w układzie LT.

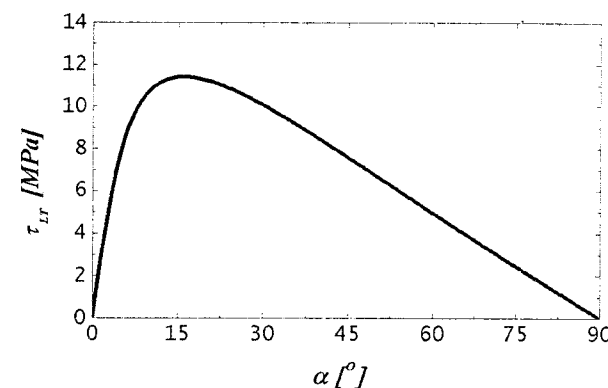
Po podstawieniu do (2) związków transformacyjnych (1) uzyskujemy następujące wyrażenie, opisujące anizotropię wytrzymałości przy rozciąganiu

$$R_{xx} = \left[P_{LLLL} \cos^4 \alpha + (2P_{LLTT} + 4P_{LTLT}) \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha + P_{TTTT} \sin^4 \alpha \right]^{0.5} \quad (3)$$

Nieznajomość wytrzymałości na ścinanie uniemożliwia na tym etapie określanie stałych we wzorze (2), według podejścia Azzi'go-Tsai'a-Hilla (1965), w którym stałe są wyznaczane z jednoosiowych przypadków stanu naprężenia, tj. rozciągania w kierunku $\alpha = 0^\circ$ i 90° oraz ze ścinania. Mając to na uwadze trzy stałe występujące w wyrażeniu (3) określono przez aproksymację metodą najmniejszych kwadratów.

Do aproksymacji brano wartości średnie wytrzymałości dla poszczególnych kątów. Kryterium (3) ze stałymi, według tabeli 2 widoczne jest na rysunku 3 (linia ciągła).

Posłużyło ono dalej do wyznaczenia kąta α^* , przy którym naprężenia styczne τ_{LT} osiągają wartość maksymalną. W tym celu podstawiono funkcję (3) do trzeciego związku (1) i otrzymane wyrażenie $\tau_{LT}(\alpha)$ przedstawione graficznie na rysunku 4 i opisane wzorem



Rys. 4. Graniczne naprężenia styczne w płaszczyźnie LT dla drewna bukowego

$$\tau_{LT} = \frac{-\sin \alpha \cos \alpha}{\sqrt{P_{LLLL} \cos^4 \alpha + (2P_{LLTT} + 4P_{LTLT}) \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha + P_{TTTT} \sin^4 \alpha}} \quad (4)$$

Następnie analitycznie wyznaczono kąt, przy którym wyrażenie (4) osiąga wartość maksymalną, tj.

$$\alpha^* = 16^\circ \rightarrow \max(\tau_{LT}) = S \rightarrow S = 11.42 \text{ MPa}$$

gdzie S – wytrzymałość na ścinanie wzdłużne w płaszczyźnie LT . Wyznaczona wytrzymałość na ścinanie daje teraz możliwość zweryfikowania przydatności omawianego wcześniej kryterium Azzi'go-Tsai'a-Hilla do opisu anizotropii wytrzymałości doraźnej drewna bukowego w płaszczyźnie LT (linia przerywana na rys. 3).

Na podstawie 95% przedziału ufności dla średnich wytrzymałości na rozciąganie R_{XX} , oszacowano statystycznie przedział, w którym powinien zawierać się wyznaczany kąt α^* , a także odpowiadające temu przedziałowi wytrzymałości na ścinanie wzdłużne dla drewna bukowego w płaszczyźnie LT . Zestawione wyniki obliczeń statystycznych prezentuje tabela 3.

Tab. 3. Przedział ufności dla α^* i S

Granica przedziału	α^*	S [MPa]
- 95%	12.3°	8.81
+ 95%	21.5°	14.21

3. Analiza jednorodności naprężeń stycznych

Jak stwierdzili w swoich pracach Pagano i Halpin (1968) oraz Pindera i inni (1986), przyłożenie stałego wzdłużnego przemieszczenia na końcach próbki jednokierunkowo wzmocnionego kompozytu w konfiguracji nieosiowej wywołuje dodatkowo stan zgięciowy w próbce, dający w efekcie koncentrację naprężeń w pobliżu jej końców. W celu oszacowania wpływu sztywnego zamocowania końców badanej próbki w uchwytach maszyny wytrzymałościowej na jednorodność naprężeń stycznych τ_{LT} w części pomiarowej próbki przeanalizowano ich rozkład metodą elementów skończonych. Analizę MES przeprowadzono przy założeniu fizycznej liniowości materiału dla próbki, dla której kierunek wzmocnienia tworzył z kierunkiem rozciągania kąt $\alpha^* = 16^\circ$. Do obliczeń przyjęto stałe sprężystości badanego drewna bukowego wyznaczone doświadczalnie podczas prób rozciągania

Tab. 4. Stałe sprężystości drewna bukowego w płaszczyźnie LT

E_{LL} [GPa]	E_{TT} [GPa]	G_{LT} [GPa]	ν_{LT}	ν_{TT}
10.77	0.81	0.76	0.382	0.028

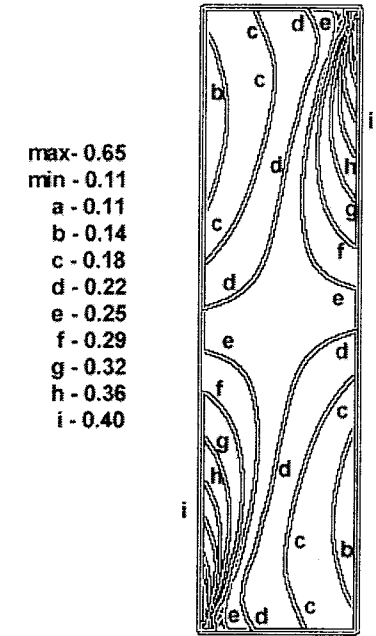
w warunkach opisanych wcześniej. Przesunięcia wzdłużne i poprzeczne rejestrowano za pomocą ekstensometru (MTS 634.31F-24) dla kątów $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$. Uzyskane w ten sposób wartości przemieszczeń umożliwiły określenie stałych sprężystości drewna bukowego, w płaszczyźnie LT . Stałe sprężystości zostały zebrane w tabeli 4.

Przy pomocy pakietu programów MES MSCNastran/Patran, zbudowano dwuwymiarowy model próbki dla $\alpha^* = 16^\circ$. Posłużono się w tym celu izoparametrycznymi ośmiowęzłowymi elementami prostokątnymi o dwóch stopniach swobody w węzle, tj. u, v (MSCPatran v.7.6 Release Guide). Jeden koniec próbki utwierdzono, tj. $u = 0, v = 0$, natomiast na drugim końcu wymuszono przemieszczenia wzdłużne u przy zerowych przemieszczeniach poprzecznych, tj. $v = 0$. Przyjęto przy tym, że część chwytowa próbki jest nieodkształcalna. Zaprezentowany na rysunku 5 rozkład naprężenia τ_{LT}^* , znormalizowano względem naprężenia rozciągającego σ_{XX} . Widać, że badana próbka nie jest wolna od efektu koncentracji naprężeń na swoich końcach. Wynikający stąd błąd można jednak oszacować porównując obliczoną za pomocą MES wartość naprężenia τ_{LT}^* w centralnej części próbki z wartością naprężenia τ_{LT} wyliczoną na podstawie trzeciego wzoru (1).

$$\frac{\tau_{LT}^*}{\tau_{LT}} = 0.88 \quad (5)$$

Jeżeli potraktujemy wyrażenie (5) jako współczynnik poprawkowy do określania wytrzymałości na ścinanie wzdłużne w płaszczyźnie LT dla analizowanej próbki, dla której kierunek wzmocnienia tworzy z kierunkiem rozciągania kąt $\alpha^* = 16^\circ$, to uzyskamy dokładniejsze oszacowanie poszukiwanej wartości wytrzymałości S^*

$$S^* = S \frac{\tau_{LT}^*}{\tau_{LT}} = 10.05 \text{ MPa} \quad (6)$$



Rys. 5. Rozkład naprężenia: τ_{LT}^*/σ_{XX} dla próbki, przy $\alpha = 16^\circ$

Wyznaczony w tej pracy za pomocą MES współczynnik poprawkowy dla rozpatrywanej próbki opisany związkiem (5) bardzo dobrze koreluje z analogicznym współczynnikiem wyznaczonym analitycznie ze wzorów zaproponowanych przez Pindere i Herakovicha (1986), tj.

$$\frac{\tau_{I,T}^*}{\tau_{I,T}} = \frac{1 - \frac{\beta(\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha)}{\sin \alpha \cos \alpha}}{1 - \frac{2}{3}\eta} = 0.79 \quad (7)$$

gdzie: $\beta = -6(h/l)^2 (\overline{S_{16}}/\overline{S_{11}})/1 + 6(h/l)^2 (\overline{S_{66}}/\overline{S_{11}})^2$, $\eta = -\beta(\overline{S_{16}}/\overline{S_{11}})$, h – połowa szerokości próbki, l – długość próbki, $\alpha = 16^\circ$, $\overline{S_{11}}, \overline{S_{16}}, \overline{S_{66}}$ – składowe macierzy podatności dla drewna bukowego w układzie odniesienia obróconym względem głównych osi ortotropii o kąt α^* .

4. Wnioski

Z danych literaturowych, według Krzysika (1970), wynika, że doświadczalna wytrzymałość na ścinanie wzdłużne dla drewna bukowego, w zakresie badanej wilgotności, wynosi $S = 8$ MPa. Tak więc prezentowana w tym artykule metoda badania wytrzymałości zawyża jej wartość. Jest to zgodne z opinią Pindery i innych (1987), którzy tłumaczą takie zawyżanie wytrzymałości działaniem dodatkowego naprężenia stycznego τ_{xz} od zginania próbki, wywołanego sztywnym zamocowaniem końców w uchwytach maszyny wytrzymałościowej. Należy jednak nadmienić, że cytowaną wyżej wartość wytrzymałości z pracy Krzysika wyznaczono mocno krytykowaną (np. przez Ochelskiego (1997)) metodą technicznego ścinania „krótkiej beleczki”, dlatego dokładny poziom porównawczy dla określonej w tej pracy wytrzymałości nie jest znany. Wydaje się, że bliska rzeczywistej wytrzymałości na ścinanie wzdłużne drewna bukowego jest wartość oszacowana wzorem (6).

LITERATURA

1. **Azzi V. D., Tsai S. W.** (1965): Anisotropic Strength of Composites, *Experimental Mechanics*, Vol. 5, 283-288.
2. **Chamis C. C., Sinclair J. H.** (1977): Ten-Deg Off-Axis Test for Shear Properties in Fibre Composites, *Experimental Mechanics*, Vol. 17, 339-346.
3. **Kawai M., Morishita M., Satoh H., Tomura S.** (1997): Effects of End-Tab Shape on Strain

- Field of Unidirectional Carbon/Epoxy Composite Specimens Subjected to Off-Axis Tension. *Composite Part A*, 28A, 267-275
4. **Krzysik F.** (1974): *Nauka o drewnie*, PWN, Warszawa.
 5. **Malmaister A. K.** (1966): Geometrija Teorij Procnosti. *Mehanika Polimerov*, Vol. 4, 519-534.
 6. **Ochelski A.** (1997): Pomiary właściwości kompozytów. *Ogólnopolska Szkoła Kompozytów*, Szklarska poręba, 59-112.
 7. **Odegard G., Kumosa M.** (2000): Determination of Shear Strength of Unidirectional Composite Materials with the Iosipescu and 10° Off-Axis Shear Test. *Composites Science and Technology*, Vol. 60, 2917-2943.
 8. **Pagano N. J., Halpin J. C.** (1968): Influence of End Constraint in the Testing of Anisotropic Bodies, *Journal of Composite Materials*, Vol. 2, 18-31.
 9. **Pierron F., Vautrin A.** (1996): The 10° Off-Axis Tensile Test: A Critical Approach. *Composite Science and Technology*, Vol. 56, 483-488.
 10. **Pindera M. J., Choksi G., Hidde J. S., Herakovich C. T.** (1987): A Methodology for Accurate Shear Characterization of Unidirectional Composites. *Journal of Composite Materials*, Vol. 21, 1164-1184.
 11. **Pindera M. J., Herakovich C. T.** (1986): Shear Characterization of Unidirectional Composites with the Off-Axis Tension Test. *Experimental Mechanics*, Vol. 26, 103-112.
 12. **Subramanian S., Reifsnider K. L., Stinchcomb W. W.** (1994): A Micromechanics Model for the Prediction of Fatigue Characteristics of Off-Axis Unidirectional Laminates. *Applied Composite Materials*, Vol. 1, 69-74.
 13. **Tarnopolskii Yu. M., Arnautov A. K., Kulakov V. L.** (1999): Methods of determination of shear properties of textile composites. *Composites Part A*, Vol. 30, 879-885.

DETERMINATION OF IN-PLANE SHEAR STRENGTH OF WOOD WITH THE OFF-AXIS TENSILE TEST

Abstract: In this paper a modification of the off-axis tensile test was presented for determination of the in-plane shear strength for orthotropic materials. The modification consisted in a combined experimental-analytical derivation of the off-axis angle, which may be suitable for the evaluation of the in-plane shear strength. Research and calculations has been carried out for beech wood specimens in one orthotropy plane. Finite element analysis was performed to evaluate the effect of the end constraints on the state of uniform shear stress in the off-axis specimen under uniaxial loading.

Pracę wykonano w ramach projektu badawczego W/WM/08/01, realizowanego na Politechnice Białostockiej, finansowanego przez Komitet Badań Naukowych.

Andrzej Seweryn^{*}, Adam Tomczyk^{*}, Zenon Mróz^{**}

MODEL SZCZELINY ZE STREFĄ KUMULACJI USZKODZEŃ PRZED WIERZCHOŁKIEM

(część II – Pękanie w dwuosiowym stanie obciążenia)

Streszczenie: Niniejsza praca stanowi ciąg dalszy rozważań przedstawionych w pierwszej jej części. Zaproponowano w niej model rozrostu szczeliny zmęczeniowej z uwzględnieniem zarówno przesuwania się strefy kumulacji uszkodzeń przed wierzchołkiem pęknięcia jak również rozwoju tej strefy. Model ten z powodzeniem został zaadaptowany do opisu pęknięcia zmęczeniowego w dwuosiowym stanie obciążenia. Adaptacja ta bazuje na zastąpieniu naprężeń normalnych uśrednionych w strefie uszkodzeń przez naprężeniową funkcję pęknięcia. Sformułowano także warunki stabilnego i niestabilnego (kruche pękanie) rozrostu szczeliny w dwuosiowym stanie obciążenia.

1. Wprowadzenie

Większość proponowanych w literaturze kryteriów zmęczenia w wieloosiowym stanie obciążenia można podzielić na trzy kategorie: naprężeniowe, odkształceniowe i energetyczne. Pierwsze z nich bazują głównie na hipotezach zniszczenia statycznego i wykorzystują maksymalne naprężenia normalne lub styczne. Podobnie – modele odkształceniowe wykorzystują maksymalne odkształcenia normalne lub postaciowe. Kryteria energetyczne zawierają zazwyczaj człony energii odkształcenia sprężystego lub energii dysypowanej podczas sprężysto-plastycznego cyklicznego odkształcania w jednoosiowym stanie obciążenia. Ponieważ jednak energia jest skalarem, nie można na jej podstawie przewidywać kierunku pęknięcia, czy też anizotropii rozkładu uszkodzeń. Gęstość energii jest jednak niezwykle przydatnym parametrem pozwalającym formułować warunki inicjacji szczeliny.

^{*} Politechnika Białostocka. Wydział Mechaniczny. Katedra Mechaniki Stosowanej. ul. Wiejska 45 C, 15-351 Białystok.

^{**} Instytut Podstawowych Problemów Techniki Polskiej Akademii Nauk. ul. Świętokrzyska 21, 00-049 Warszawa.

Odrębną klasę kryteriów stanowią podejścia bazujące na tzw. koncepcji płaszczyzny krytycznej. Kryteria te pozwalają określić nie tylko położenie płaszczyzn krytycznych, ale również krytyczną liczbę cykli. Wyczerpujący przegląd ostatnio powstałych teorii wieloosiowego zmęczenia możemy znaleźć w pracach Tiptona i Nelsona (1997) oraz Papadopoulou i innych (1997). Praca Mroza i Seweryna (1999) zawiera przegląd kryteriów zmęczeniowych dla obciążeń wieloosiowych, w tym również kryteriów opartych na koncepcji płaszczyzny krytycznej. W literaturze możemy znaleźć sporo tych ostatnich. Zazwyczaj spełniają one warunki:

- płaszczyzna krytyczna powinna być określona z warunku maksimum funkcji pęknięcia;
- funkcja pęknięcia powinna być jednoznacznie zdefiniowana.

Rozważmy płaszczyznę fizyczną określoną przez jednostkowy wektor normalny \mathbf{n} . Wektor naprężeń \mathbf{t} , naprężenia normalne σ_n i styczne τ związane z rozważaną płaszczyzną określają zależności:

$$\mathbf{t} = \boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}, \quad \sigma_n = (\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}), \quad \tau = (\mathbf{I} - \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) \boldsymbol{\sigma} \mathbf{n} \quad (1)$$

Podobnie składowe odkształcenia (normalne ε_n i postaciowe γ) na płaszczyźnie wynoszą:

$$\mathbf{g} = \boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{n}, \quad \varepsilon_n = (\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{n}), \quad \gamma = (\mathbf{I} - \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) \boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{n} \quad (2)$$

gdzie: $\boldsymbol{\sigma}$ i $\boldsymbol{\varepsilon}$ - odpowiednio tensory naprężenia i odkształcenia, \mathbf{I} - tensor jednostkowy; kropka między dwoma symbolami oznacza iloczyn skalarny.

Położenie płaszczyzny krytycznej można określić z warunku maksimum funkcji pęknięcia:

$$\max_{(\mathbf{n})} F(\sigma_n, \tau_n, \varepsilon_n, \gamma_n) = F_c, \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{n} = 1 \quad (3)$$

W zależnościach proponowanych wcześniej nie wykorzystywano warunku (3), natomiast płaszczyznę zakładano z góry. Tak na przykład Findley i inni (1956) zakładali płaszczyznę pokrywającą się z płaszczyzną maksymalnych naprężeń tnących, proponując funkcję pęknięcia w postaci:

$$\gamma^* = \frac{\Delta \gamma_n}{2} + k \frac{\Delta \varepsilon_n}{2}, \quad (4)$$

gdzie: k – współczynnik wagowy.

Szczególny przypadek funkcji (4) zaproponowali Brown i Miller (1973), a mianowicie:

$$\Delta \gamma_n + \Delta \varepsilon_n = 1.75 \varepsilon_f (2N_f)^c + 1.65 \left(\frac{\sigma_f}{E} \right) (2N_f)^b, \quad (5)$$

gdzie: ε_f, σ_f – współczynniki ciągliwości i wytrzymałości dla jednoosiowych obciążeń zmęczeniowych, c i b – parametry nieliniowości, N_f – liczba cykli obciążenia do inicjacji pęknięcia.

Interesującą postać zależności (3) zaproponowali Glinka i inni (1995), którzy wykorzystali gęstość energii odkształcenia jak niżej:

$$W^* = \max_{(\mathbf{n})} \left[\frac{\Delta \gamma_n}{2} \frac{\Delta \tau_n}{2} + \frac{\Delta \varepsilon_n}{2} \frac{\Delta \sigma_n}{2} \right] \quad (6)$$

Inną postać warunku energetycznego zbliżonego do wyrażenia (6), podał Chu (1995), który powiązał maksymalne naprężenia z odpowiednimi amplitudami odkształceń, a mianowicie:

$$W^* = \max_{(\mathbf{n})} (2\tau_n^{\max} \Delta \gamma_n + \sigma_n^{\max} \Delta \varepsilon_n) \quad (7)$$

Przytoczone powyżej kryteria dają dobrą zbieżność z wynikami eksperymentu dla złożonych obciążeń (rozciąganie + skręcanie).

Zależności zaproponowane przez Seweryna i Mroza (1996, 1998) bazują na idei nielokalnych miar naprężeń i odkształceń na płaszczyźnie krytycznej z obszarem uszkodzeń o wymiarach $d_0 \times d_0$. W niniejszej pracy zależności te zostały wykorzystane do analizy rozwoju szczeliny zmęczeniowej w jedno- i dwuosiowym stanie obciążenia.

2. Rozrost strefy uszkodzeń przed wierzchołkiem szczeliny

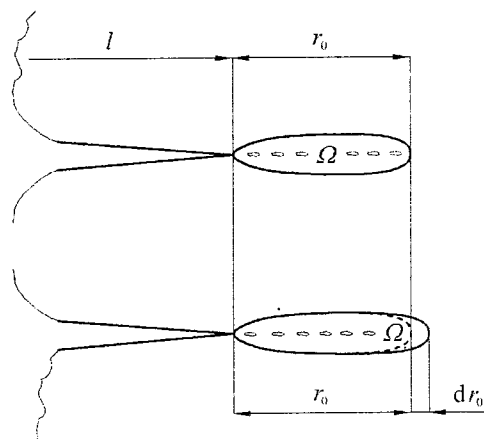
W pierwszej części niniejszej pracy (Seweryn, Tomczyk i Mróz, 2000) przedstawiony został model propagującej szczeliny ze strefą kumulacji uszkodzeń przed jej wierzchołkiem. Rozważano przy tym jednoosiowy stan obciążenia (rozrywanie). Zasadnicze założenia przyjęte w tym modelu można wyszczególnić w następujących punktach:

- a) założono, że kumulacja uszkodzeń w cyklach obciążenia zachodzi tylko w strefie przywierzchołkowej;
- b) przyjęto stałą długość strefy uszkodzeń;
- c) w strefie uśredniono wartości miary kumulacji uszkodzeń i wartości naprężeń;
- d) warunkiem propagacji szczeliny było osiągnięcie przez uśrednione w strefie naprężenia wartości krytycznej, zależnej od miary kumulacji uszkodzeń;

- e) strefa kumulacji uszkodzeń przesuwa się wraz z wierzchołkiem propagującej szczeliny w materiał nieuszkodzony, przez co miara kumulacji uszkodzeń maleje;
- f) warunkiem stabilnego rozrostu szczeliny jest to, aby przyrost naprężeń w strefie był taki sam jak przyrost naprężeń niszczących, spowodowany przesunięciem się strefy w materiał nieuszkodzony.

Można zaproponować także podobne podejście uwzględniające rozwój strefy uszkodzeń, bazujące na następujących założeniach:

- a) kumulacja uszkodzeń zachodzi tylko w strefie przywierzchołkowej;
- b) długość strefy kumulacji uszkodzeń przed wierzchołkiem szczeliny jest zmienna, wzrasta wraz ze wzrostem obciążenia i miary kumulacji uszkodzeń;
- c) uśredniona wartość naprężeń w strefie nie może przekroczyć wartości naprężeń niszczących, zależnej od uśrednionej miary kumulacji uszkodzeń;
- d) warunkiem wzrostu strefy kumulacji uszkodzeń jest osiągnięcie przez uśrednione naprężenia wartości krytycznej oraz dalszy przyrost obciążenia;
- e) warunkiem propagacji szczeliny jest osiągnięcie przez strefę kumulacji uszkodzeń krytycznego wymiaru;
- f) strefa kumulacji uszkodzeń przesuwa się wraz z wierzchołkiem propagującej szczeliny w materiał nieuszkodzony, przez co miara kumulacji uszkodzeń maleje;
- g) warunkiem stabilnego rozwoju szczeliny jest to, aby przyrost naprężeń w strefie był taki sam jak przyrost naprężeń niszczących, spowodowany przesunięciem się strefy w materiał nieuszkodzony.



Rys. 1. Schemat wzrostu strefy uszkodzeń

Zauważmy, że niektóre założenia w obu podejściach są jednakowe. Pierwsze z nich jest prostsze w obliczeniach, drugie zaś ma lepszą interpretację fizyczną. Przyjmijmy zatem, że przed wierzchołkiem rozrywanej szczeliny (lub karbu) występuje strefa kumulacji uszkodzeń Ω o długości r_0 , w której uśredniamy wartość naprężeń normalnych $\sigma_{\vartheta\vartheta}$ ($\vartheta = 0$) oraz miary kumulacji uszkodzeń $\bar{\omega}_n$. Istniejący wymiar r_0 można wyznaczyć z zależności:

$$\frac{1}{r_0} \int_0^{r_0} \left(\max_r \frac{\sigma_{\vartheta\vartheta}(r)}{\sigma_c(r)} \right) dr = \max_r \frac{\bar{\sigma}_n(t)}{\sigma_c(t)} = 1. \quad (8)$$

gdzie: $\bar{\sigma}_n(t)$ – uśrednione naprężenia w strefie uszkodzeń, t – czas.

Naprężenia niszczące σ_c zależą od miary kumulacji uszkodzeń zgodnie ze wzorem:

$$\sigma_c = \sigma_c^* (1 - \bar{\omega}_n)^p, \quad (9)$$

gdzie: σ_c^* – naprężenia niszczące dla materiału nieuszkodzonego (dziewiczego), p – parametr materiałowy.

We wzorze (8) należy przyjąć maksymalną wartość stosunku $\bar{\sigma}_n / \sigma_c$ jaka miała miejsce od początku procesu zmęczeniowego obciążania (przy niezmiennych wymiarach szczeliny lub karbu).

Uwzględniając rozwiązanie asymptotyczne dla pól naprężeń (tylko pierwszy, osobliwy człon rozwiązania) wzór (8) można zapisać w postaci:

$$r_0 = \frac{2}{\pi(\sigma_c^*)^2} \max_r \left[\frac{K_I(t)}{(1 - \bar{\omega}_n(t))^p} \right]^2. \quad (10)$$

Rozważmy jednoosiowe obciążenia cykliczne. Pojedynczy cykl obciążenia należy podzielić na pięć etapów (rys. 2).

W **pierwszym etapie** wartość uśrednionych w strefie naprężeń jest niższa od wartości naprężeń określających trwałą wytrzymałość zmęczeniową σ_o , czyli:

$$\bar{\sigma}_n = \frac{1}{r_0} \int_0^{r_0} \sigma_{\vartheta\vartheta}(\vartheta = 0) dr < \sigma_o, \quad (11)$$

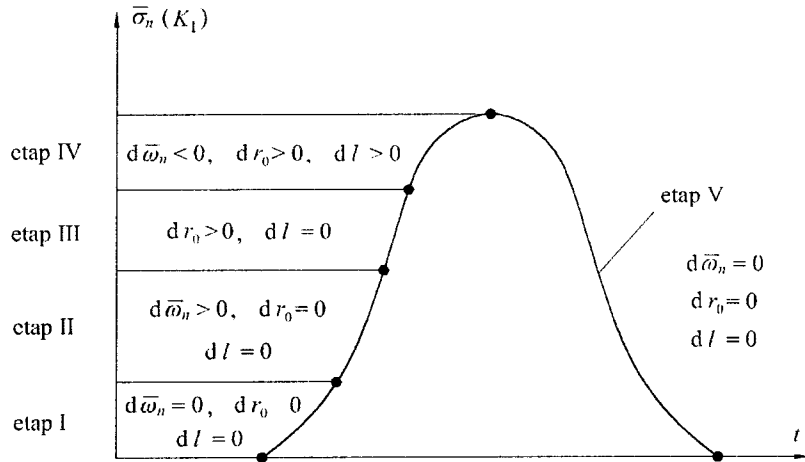
przy czym wartość ta zależy od miary kumulacji uszkodzeń, podobnie jak wartość naprężeń niszczących (wzór (9)), a mianowicie:

$$\sigma_o = \sigma_o^* (1 - \bar{\omega}_n)^p, \quad (12)$$

gdzie: σ_o^* – granica zmęczenia materiału nieuszkodzonego.

Nie następuje zatem kumulacja uszkodzeń, wzrost strefy Ω , ani też przyrost szczeliny, czyli:

$$d\bar{\omega}_n = 0, \quad dr_0 = 0, \quad dl = 0. \quad (13)$$



Rys. 2. Schematyczne przedstawienie pięciu etapów w pojedynczym cyklu obciążenia

Po przekroczeniu wartości progowej określonej wzorem (11) następuje kumulacja uszkodzeń, natomiast wymiar strefy i szczeliny pozostaje bez zmian (**drugi etap** cyklu obciążenia), zatem:

$$d\bar{\omega}_n > 0, \quad dr_0 = 0, \quad dl = 0. \quad (14)$$

Uśrednione naprężenia w strefie są mniejsze od naprężeń niszczących:

$$\bar{\sigma}_n < \sigma_c. \quad (15)$$

Przyrost miary kumulacji uszkodzeń można określić zgodnie z modelem Seweryna i Mroza (1998), a mianowicie:

$$d\bar{\omega}_n = A \left(\frac{\bar{\sigma}_n - \sigma_o}{\sigma_c - \sigma_o} \right)^n \frac{d\bar{\sigma}_n}{\sigma_c - \sigma_o}, \quad d\bar{\sigma}_n > 0, \quad \sigma_o < \bar{\sigma}_n < \sigma_c, \quad (16)$$

gdzie: A i n – parametry materiałowe.

W etapie tym rośnie wartość naprężeń $\bar{\sigma}_n$ oraz miary kumulacji uszkodzeń $\bar{\omega}_n$, a maleją wartości naprężeń σ_o i σ_c .

W momencie, gdy wartość uśrednionych naprężeń $\bar{\sigma}_n$ osiągnie wartość naprężeń niszczących σ_c , następuje wzrost strefy kumulacji uszkodzeń (**trzeci etap** cyklu obciążenia), czyli:

$$\bar{\sigma}_n = \sigma_c^* (1 - \bar{\omega}_n)^p, \quad dr_0 > 0, \quad dl = 0. \quad (17)$$

Oprócz warunku równości naprężeń musi być spełniony warunek stabilnego rozwoju strefy uszkodzeń, który ma postać:

$$d\bar{\sigma}_n = d\sigma_c = -p\sigma_c^* (1 - \bar{\omega}_n)^{p-1} d\bar{\omega}_n. \quad (18)$$

Zmiana wartości miary kumulacji uszkodzeń $d\bar{\omega}_n$ zależy od zmiany naprężeń w strefie ($d\bar{\omega}_{n1}$) oraz przyrostu jej długości ($d\bar{\omega}_{n2}$):

$$d\bar{\omega}_n = d\bar{\omega}_{n1} + d\bar{\omega}_{n2}. \quad (19)$$

Pierwszy składnik powyższej sumy można określić z zależności (16), uwzględniając równość (17), a mianowicie:

$$d\bar{\omega}_{n1} = A \frac{d\bar{\sigma}_n}{\sigma_c - \sigma_o} = A \frac{d\bar{\sigma}_n}{\sigma_c^* (1 - \bar{\omega}_n)^p (1 - \eta)}, \quad d\bar{\sigma}_n > 0, \quad (20)$$

gdzie $\eta = \frac{\sigma_o^*}{\sigma_c^*} = \frac{\sigma_o}{\sigma_c}$.

Spadek uśrednionej miary kumulacji uszkodzeń wywołany rozrostem strefy można określić z warunku równości uszkodzeń w strefie o wymiarze r_0 oraz $(r_0 + dr_0)$, czyli:

$$(\bar{\omega}_n + d\bar{\omega}_{n2})(r_0 + dr_0) = \bar{\omega}_n r_0. \quad (21)$$

Z zależności (21) otrzymujemy:

$$d\bar{\omega}_{n2} = -\bar{\omega}_n \frac{dr_0}{r_0}. \quad (22)$$

Po uwzględnieniu wzorów (20) i (22) wyrażenie (18) przyjmie postać:

$$d\bar{\sigma}_n \left[1 + \frac{pA}{(1 - \eta)(1 - \bar{\omega}_n)} \right] = \bar{\omega}_n (1 - \bar{\omega}_n)^{p-1} p\sigma_c^* \frac{dr_0}{r_0}. \quad (23)$$

Przyrost uśrednionych naprężeń w strefie uszkodzeń zależy zarówno od przyrostu obciążenia (przyrostu wartości współczynnika intensywności naprężenia), jak i od przyrostu strefy uszkodzeń, czyli:

$$d\bar{\sigma}_n = \frac{1}{\sqrt{2\pi r_0}} \left(2dK_I - K_I \frac{dr_0}{r_0} \right) \quad (24)$$

Porównując zależności (23) i (24) otrzymujemy równanie:

$$2dK_1 \left[1 + \frac{pA}{(1-\eta)(1-\bar{\omega}_n)} \right] = \quad (25)$$

$$= K_1 \frac{dr_0}{r_0} \left[1 + \frac{pA}{(1-\eta)(1-\bar{\omega}_n)} \right] + \bar{\omega}_n (1-\bar{\omega}_n)^{p-1} p \sigma_c^* \sqrt{2\pi} \frac{dr_0}{\sqrt{r_0}}.$$

W przypadku, gdy ze wzoru (24) wynikłoby, że $d\bar{\sigma}_n < 0$, nie zachodzi kumulacja uszkodzeń wywołana wzrostem obciążenia. W związku z tym we wzorze (25) należy przyjąć $A = 0$.

Jeżeli wielkość strefy Ω osiągnie wymiar krytyczny, to nastąpi propagacja szczeliny (**czwarty etap** cyklu obciążenia). Kryterium propagacji szczeliny można zatem zapisać w postaci:

$$r_0 = d_0, \quad d\bar{\sigma}_n > 0, \quad (26)$$

gdzie: d_0 – krytyczny (maksymalny) wymiar strefy uszkodzeń.

Uśrednione naprężenia w strefie Ω w czwartym etapie są równe naprężeniom niszczącym (podobnie jak w etapie trzecim), a wymiar strefy uszkodzeń pozostaje stały w trakcie przyrostu szczeliny, czyli:

$$\bar{\sigma}_n = \sigma_c, \quad dr_0 = 0, \quad dl > 0. \quad (27)$$

Strefa uszkodzeń przemieszczająca się wraz z wierzchołkiem propagującej szczeliny przesuwa się w materiał nieuszkodzony, stąd też spada wartość miary kumulacji uszkodzeń, a przez to wzrasta wartość naprężeń niszczących, czyli:

$$d\bar{\sigma}_n > 0, \quad d\bar{\omega}_n < 0, \quad d\sigma_c > 0. \quad (28)$$

Warunkiem stabilnego wzrostu szczeliny jest:

$$d\bar{\sigma}_n = d\sigma_c. \quad (29)$$

Analizę warunku propagacji oraz stabilnego wzrostu szczeliny przedstawiono w pierwszej części pracy (Seweryn i inni, 2000). Jak można zauważyć, etapy obciążenia dotyczące propagacji szczeliny są opisane identycznymi zależnościami. Podobnie rzecz się ma z pierwszym oraz z ostatnim etapem obciążania, w których nie ma kumulacji uszkodzeń. W piątym etapie obciążania mamy bowiem:

$$d\bar{\sigma}_n < 0, \quad d\bar{\omega}_n = 0, \quad dr_0 = 0, \quad dl = 0, \quad (30)$$

co odpowiada procesowi odciążania.

Należy zwrócić uwagę, że nie wszystkie etapy muszą występować w każdym cyklu obciążenia. W przypadku obciążenia jednoosiowego trzeci etap związany z rozwojem strefy uszkodzeń występuje jedynie do momentu pierwszego

przyrostu szczeliny (włączając w to inicjację szczeliny). Później wymiar tej strefy jest niezmienny (maksymalny). Etap propagacji szczeliny może nie występować w przypadku znaczącego obniżenia maksymalnego obciążenia w cyklu w stosunku do cyklu poprzedzającego (patrz efekt cykli przeciążeniowych opisany w pierwszej części pracy). Jeżeli obciążenie minimalne jest większe niż to, które odpowiada wartości naprężeń określających trwałą wytrzymałość zmęczeniową w strefie uszkodzeń, to etap pierwszy nie występuje.

Przedstawione w początkowej części rozdziału zależności można zapisać w innej postaci uwzględniając wartość krytyczną i progową współczynnika intensywności naprężeń zgodnie ze wzorami:

$$\bar{\sigma}_n = \frac{2K_1}{\sqrt{2\pi r_0}}, \quad \sigma_c = \frac{2K_{lc}}{\sqrt{2\pi d_0}}, \quad \sigma_o = \frac{2K_{lth}}{\sqrt{2\pi d_0}}. \quad (31)$$

Z zależności (31), (12) i (9) otrzymamy:

$$K_{lth} = K_{lth}^* (1-\bar{\omega}_n)^p, \quad K_{lc} = K_{lc}^* (1-\bar{\omega}_n)^p, \quad (32)$$

oraz:
$$\eta = \frac{\sigma_o^*}{\sigma_c^*} = \frac{\sigma_o}{\sigma_c} = \frac{K_{lth}}{K_{lc}} = \frac{K_{lth}^*}{K_{lc}^*}. \quad (33)$$

Podejście przedstawione w niniejszym rozdziale jest bardziej zgodne z fizyczną stroną zjawiska pękania, ale jednocześnie jest nieco bardziej skomplikowane matematycznie, niż to opisane w pierwszej części pracy.

Można także zaproponować prostsze podejście bazujące na modelu obliczeniowym przedstawionym w pierwszej części pracy (Seweryn i inni, 2001). Zakładamy w nim zastępczą, efektywną długość strefy uszkodzeń, którą określa zależność:

$$d_{eff} = \int_0^{d_0} \frac{\sigma_{\vartheta\vartheta}}{\sigma_c^* (1-\bar{\omega}_n)^p} dr, \quad (34)$$

lub inaczej:
$$d_{eff} = \frac{\bar{\sigma}_n}{\sigma_c^* (1-\bar{\omega}_n)^p} d_0. \quad (35)$$

Warunek propagacji dany jest zależnością podobną do (26), a mianowicie:

$$d_{eff} = d_0. \quad (36)$$

3. Propagacja szczeliny zmęczeniowej w dwuosiowym stanie obciążenia

Przedstawione w poprzednim rozdziale podejście do modelowania propagacji pęknięć zmęczeniowych, polegające na analizie rozwoju strefy uszkodzeń, daje możliwość graficznego przedstawienia wyników obliczeń. Ma to szczególne znaczenie w przypadku obciążeń dwuosiowych (rozrywanie + ścinanie wzdłużne), gdy należy dodatkowo określić kierunek pęknięcia. Wówczas wymiar strefy uszkodzeń zależy od kąta ϑ w układzie biegunowym związanym z wierzchołkiem szczeliny (rys. 3). Funkcją kąta ϑ są także: miara kumulacji uszkodzeń $\bar{\omega}_n(\vartheta)$; naprężenia normalne $\sigma_n(\vartheta)$ i styczne $\tau_n(\vartheta)$ w strefie; naprężenia niszczące $\sigma_c(\vartheta)$ i $\tau_c(\vartheta)$ oraz naprężenia określające granicę zmęczenia $\sigma_o(\vartheta)$ i $\tau_o(\vartheta)$.

Naprężenia na płaszczyznach fizycznych przed wierzchołkiem szczeliny zgodnie z asymptotycznym rozwiązaniem dla materiału liniowo sprężystego dane są zależnościami:

$$\begin{aligned} \sigma_n &= \frac{1}{4\sqrt{2\pi r}} \left[K_I \left(3\cos\frac{\vartheta}{2} + \cos\frac{3}{2}\vartheta \right) - 3K_{II} \left(\sin\frac{\vartheta}{2} + \sin\frac{3}{2}\vartheta \right) \right], \\ \tau_n &= \frac{1}{4\sqrt{2\pi r}} \left[K_I \left(\sin\frac{\vartheta}{2} + \sin\frac{3}{2}\vartheta \right) - K_{II} \left(\cos\frac{\vartheta}{2} + 3\cos\frac{3}{2}\vartheta \right) \right], \end{aligned} \quad (37)$$

gdzie: K_I i K_{II} – współczynniki intensywności naprężenia odpowiednio dla rozrywania i ścinania wzdłużnego.

W powyższych wzorach uwzględniono tylko osobliwe człony rozwiązania.

Również w przypadku obciążeń dwuosiowych możemy wyróżnić pięć etapów obciążenia. W pierwszym etapie nie ma kumulacji uszkodzeń. Naprężenia w strefie uszkodzeń są niższe od tych określających trwałą wytrzymałość zmęczeniową. Warunek ten opisujemy za pomocą naprężeniowej funkcji inicjacji uszkodzeń $R_{\sigma\sigma}(\sigma_n/\sigma_o, \tau_n/\tau_o)$ (np. Seweryn i Mróz, 1996). Wartość tej funkcji zależy od wyboru płaszczyzny fizycznej, określonej kątem ϑ .

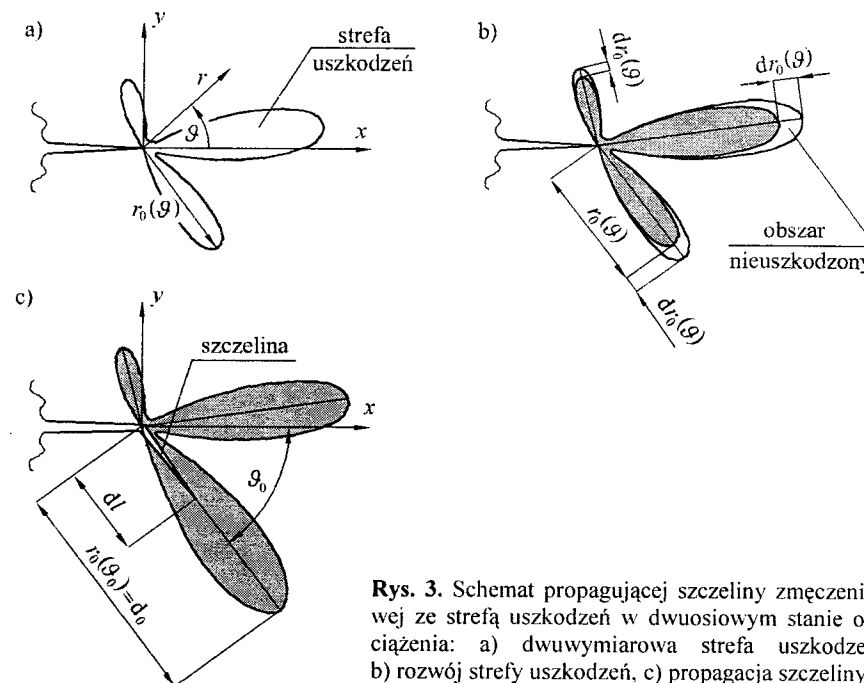
Kumulacja uszkodzeń na wybranej płaszczyźnie nie zachodzi wówczas, gdy:

$$\bar{R}_{\sigma\sigma} = \frac{1}{r_0} \int_0^{r_0} R_{\sigma\sigma} \left(\frac{\sigma_n}{\sigma_o}, \frac{\tau_n}{\tau_o} \right) dr < 1, \quad (38)$$

gdzie: $\bar{R}_{\sigma\sigma}$ – nielokalna naprężeniowa funkcja inicjacji uszkodzeń, τ_o – naprężenia tnące odpowiadające trwałej wytrzymałości zmęczeniowej, których wartość zależy od wartości miary kumulacji uszkodzeń:

$$\tau_o = \tau_o^* (1 - \bar{\omega}_n)^\nu, \quad (39)$$

gdzie: τ_o^* – tnące naprężenia określające trwałą wytrzymałość zmęczeniową dla materiału nieuszkodzonego.



Rys. 3. Schemat propagującej szczeliny zmęczeniowej ze strefą uszkodzeń w dwuosiowym stanie obciążenia: a) dwuwymiarowa strefa uszkodzeń, b) rozwój strefy uszkodzeń, c) propagacja szczeliny

Funkcja $R_{\sigma\sigma}$ może być np. dana warunkiem eliptycznym w strefie rozciąganej połączonym z warunkiem Coulomba w strefie ściskanej (Mróz i Seweryn, 1998), czyli:

$$R_{\sigma\sigma} = \begin{cases} \left[\left(\frac{\sigma_n}{\sigma_o} \right)^2 + \left(\frac{\tau_n}{\tau_o} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, & \sigma_n \geq 0 \\ \frac{1}{\tau_o} (|\tau_n| + \sigma_n \operatorname{tg} \varphi), & \sigma_n < 0 \end{cases}, \quad (40)$$

gdzie: φ – kąt tarcia.

Jak widać możemy często mieć do czynienia z sytuacją, w której kumulacja uszkodzeń zachodzi na pewnych płaszczyznach fizycznych, a na innych nie. Stąd też podział na etapy obciążenia jest ściśle związany z wyborem płaszczyzny fizycznej.

Drugi etap obciążenia związany jest z kumulacją uszkodzeń na wybranej płaszczyźnie fizycznej. Problem ten był szeroko dyskutowany w pracach Seweryna i Mroza (1994, 1996, 1998). Wykorzystano tam naprężeniową funkcję pęknięcia $R_\sigma(\sigma_n/\sigma_c, \tau_n/\tau_c)$. Funkcja ta może być dana w postaci warunku analogicznego do (39), co znacznie upraszcza późniejsze obliczenia. W tym przypadku mamy:

$$R_\sigma(\sigma_n/\sigma_c, \tau_n/\tau_c) = \begin{cases} \left[\left(\frac{\sigma_n}{\sigma_c} \right)^2 + \left(\frac{\tau_n}{\tau_c} \right)^2 \right]^{0.5}, & \sigma_n \geq 0 \\ \frac{1}{\tau_c} (|\tau_n| + \sigma_n \operatorname{tg} \varphi), & \sigma_n < 0. \end{cases} \quad (41)$$

gdzie τ_c są tnącymi naprężeniami niszczącymi dla materiału uszkodzonego, zależnymi od miary kumulacji uszkodzeń zgodnie z zależnością:

$$\tau_c = \tau_c^* (1 - \bar{\omega}_n)^p, \quad (42)$$

gdzie: τ_c^* – tnące naprężenia niszczące dla materiału nieuszkodzonego.

Ponieważ mamy do czynienia z osoblwym polem naprężeń w analizie wzrostu uszkodzeń i pęknięcia należy wykorzystać nielokalną naprężeniową funkcję pęknięcia \bar{R}_σ (wartości funkcji pęknięcia uśrednione w strefie uszkodzeń) daną zależnością:

$$\bar{R}_\sigma = \frac{1}{r_0} \int_0^{r_0} R_\sigma \left(\frac{\sigma_n}{\sigma_c}, \frac{\tau_n}{\tau_c} \right) dr. \quad (43)$$

Aby nastąpiła kumulacja uszkodzeń na płaszczyźnie fizycznej i jednocześnie nie było przyrostu strefy uszkodzeń, czy też szczeliny, muszą być spełnione warunki:

$$\bar{R}_{\sigma 0} \geq 1, \quad \bar{R}_\sigma < 1, \quad d\bar{R}_\sigma > 0, \quad (44)$$

czyli:
$$R_0 \leq \bar{R}_\sigma < 1, \quad R_0 = \frac{\bar{R}_\sigma}{R_{\sigma 0}}, \quad d\bar{R}_\sigma > 0. \quad (45)$$

Przyrost miary kumulacji uszkodzeń $\bar{\omega}_n(\vartheta)$ zależy od wartości i przyrostu funkcji pęknięcia, a mianowicie:

$$d\bar{\omega}_n = A \left(\frac{R_\sigma - R_0}{1 - R_0} \right)^n \frac{d\hat{R}_\sigma}{1 - R_0}, \quad (46)$$

gdzie: A i n – parametry materiałowe, natomiast przyrost funkcji pęknięcia $d\hat{R}_\sigma$ dany jest zależnością:

$$d\hat{R}_\sigma = \frac{\partial \bar{R}_\sigma}{\partial \sigma_n} d\sigma_n + \frac{\partial \bar{R}_\sigma}{\partial \tau_n} d\tau_n, \quad d\hat{R}_\sigma \geq 0. \quad (47)$$

W przypadku gdy naprężeniowa funkcja pęknięcia na określonej płaszczyźnie fizycznej osiągnie wartość krytyczną, wówczas następuje przyrost strefy uszkodzeń (o ile strefa ta nie osiągnęła już wymiaru krytycznego), czyli:

$$\bar{R}_\sigma(\sigma_n/\sigma_c, \tau_n/\tau_c) = 1, \quad dr_0 > 0, \quad dl = 0. \quad (48)$$

Warunkiem stabilnego rozwoju strefy uszkodzeń (w kierunku ϑ) jest:

$$d\bar{R}_\sigma = d\hat{R}_\sigma + \frac{\partial \bar{R}_\sigma}{\partial \bar{\omega}_n} d\bar{\omega}_n = 0. \quad (49)$$

Jeżeli przyjmiemy naprężeniową funkcję pęknięcia w postaci wyrażenia (41), to zależność (49) możemy przedstawić w postaci:

$$d\bar{R}_\sigma = d\hat{R}_\sigma + \bar{R}_\sigma \frac{p}{1 - \bar{\omega}_n} d\bar{\omega}_n = 0. \quad (50)$$

Przyrost miary kumulacji uszkodzeń spowodowany jest przyrostem obciążenia oraz przyrostem strefy uszkodzeń (analogicznie do zależności (19)), a mianowicie:

$$d\bar{\omega}_n = d\bar{\omega}_{n1} + d\bar{\omega}_{n2} = A \frac{d\hat{R}_\sigma}{1 - R_0} - \bar{\omega}_n \frac{dr_0}{r_0}. \quad (51)$$

Wstawiając powyższe wyrażenie do zależności (50) otrzymujemy równanie wzrostu strefy uszkodzeń na kierunku ϑ :

$$d\hat{R}_\sigma \left(\frac{1 - \bar{\omega}_n}{p} + A \frac{\bar{R}_\sigma}{1 - R_0} \right) = \bar{\omega}_n \bar{R}_\sigma \frac{dr_0}{r_0}. \quad (52)$$

W przypadku, gdy na dowolnym kierunku ϑ_0 wymiar strefy uszkodzeń $r_0(\vartheta)$ osiągnie wielkość krytyczną, nastąpi propagacja szczeliny właśnie w tym kierunku, czyli:

$$\max_{\vartheta} r_0(\vartheta) = r_0(\vartheta_0) = d_0, \quad \bar{R}_\sigma = 1, \quad d\hat{R}_\sigma > 0, \quad dl > 0. \quad (53)$$

Zależności opisujące rozrost strefy uszkodzeń w trzecim etapie cyklu obciążenia można wyznaczyć analitycznie. W tym celu powróćmy raz jeszcze do warunku (48) i założmy ponownie, że funkcja R_σ przyjmuje postać warunku eliptycznego połączonego z warunkiem Coulomba. Wprowadzając w równaniach (37) oznaczenia:

$$\begin{aligned} f_1 = f_1(\vartheta) &= 3 \cos \frac{\vartheta}{2} + \cos \frac{3}{2} \vartheta, & f_2 = f_2(\vartheta) &= -3 \left(\sin \frac{\vartheta}{2} + \sin \frac{3}{2} \vartheta \right) \\ g_1 = g_1(\vartheta) &= \sin \frac{\vartheta}{2} + \sin \frac{3}{2} \vartheta, & g_2 = g_2(\vartheta) &= - \left(\cos \frac{\vartheta}{2} + 3 \cos \frac{3}{2} \vartheta \right) \end{aligned} \quad (54)$$

funkcję R_σ możemy zapisać w postaci:

$$\bar{R}_\sigma = \frac{\kappa_1 R_\sigma^*}{\sqrt{\rho_0 (1 - \bar{\omega}_n)^p}}. \quad (55)$$

Należy podkreślić, że w powyższej zależności κ_1 należy rozumieć jako K_I/K_{Ic} , zaś ρ_0 jako r_0/d_0 , natomiast R_σ^* wynosi:

$$R_\sigma^* = \begin{cases} \left[\frac{1}{4} \left(f_1 + \frac{K_{II}}{K_I} f_2 \right)^2 + \left(\frac{\sigma_c}{\tau_c} \right)^2 \left(g_1 + \frac{K_{II}}{K_I} g_2 \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, & \sigma_n \geq 0 \\ \frac{1}{4} \frac{\sigma_c}{\tau_c} \left[\left| g_1 + \frac{K_{II}}{K_I} g_2 \right| + (f_1 + f_2) \operatorname{tg} \varphi \right], & \sigma_n < 0 \end{cases} \quad (56)$$

Warunek stabilnego rozwoju strefy uszkodzeń możemy zatem zapisać jak niżej:

$$dR_\sigma = \frac{R_\sigma^*}{\sqrt{\rho_0 (1 - \bar{\omega}_n)^p}} d\kappa_1 - \frac{1}{2} \frac{\kappa_1 R_\sigma^*}{\rho_0 \sqrt{\rho_0 (1 - \bar{\omega}_n)^p}} d\rho_0 + p \frac{\kappa_1 R_\sigma^*}{\sqrt{\rho_0 (1 - \bar{\omega}_n)^{p+1}}} d\bar{\omega}_n = 0. \quad (57)$$

Dokonując dalszych przekształceń otrzymamy:

$$\frac{d\rho_0}{\rho_0} = 2 \frac{d\kappa_1}{\kappa_1} + 2p \frac{d\bar{\omega}_n}{1 - \bar{\omega}_n}. \quad (58)$$

Uśredniona w strefie miara kumulacji uszkodzeń spowodowana wzrostem strefy oraz przyrostem obciążenia wyniesie:

$$\bar{\omega}_n + d\bar{\omega}_n = \frac{\bar{\omega}_n + d\bar{\omega}_{n1}}{\rho_0 + d\rho_0} \rho_0, \quad (59)$$

skąd możemy uzyskać:

$$d\bar{\omega}_n = d\bar{\omega}_{n1} - \bar{\omega}_n \frac{d\rho_0}{\rho_0}. \quad (60)$$

Zauważmy, że człon powyższej zależności, w którym występuje wymiar r_0 , określa przyrost uśrednionej w strefie miary kumulacji uszkodzeń spowodowany wzrostem strefy (porównaj wzór (22)).

Uwzględniając równanie (46) oraz warunek (48) przyrost miary kumulacji uszkodzeń wywołany przyrostem obciążenia zapiszemy jako:

$$d\bar{\omega}_{n1} = A \frac{d\hat{R}_\sigma}{1 - R_\sigma}. \quad (61)$$

W związku z powyższym:

$$d\bar{\omega}_{n1} = \frac{A}{1 - R_\sigma} \frac{\kappa_1 R_\sigma^*}{\sqrt{\rho_0 (1 - \bar{\omega}_n)^p}} \left(\frac{d\kappa_1}{\kappa_1} - \frac{1}{2} \frac{d\rho_0}{\rho_0} \right) \quad (62)$$

Uwzględniając w równaniu (62), że

$$\frac{\kappa_1 R_\sigma^*}{\sqrt{\rho_0 (1 - \bar{\omega}_n)^p}} = 1 \quad (63)$$

i wstawiając to równanie do (60) uzyskamy:

$$d\bar{\omega}_n + \bar{\omega}_n \frac{d\rho_0}{\rho_0} = \frac{A}{1 - R_\sigma} \left(\frac{d\kappa_1}{\kappa_1} - \frac{1}{2} \frac{d\rho_0}{\rho_0} \right) \quad (64)$$

lub inaczej

$$d\bar{\omega}_n + \left(\bar{\omega}_n + \frac{1}{2} \frac{A}{1 - R_\sigma} \right) \frac{d\rho_0}{\rho_0} = \frac{A}{1 - R_\sigma} \frac{d\kappa_1}{\kappa_1}. \quad (65)$$

Chcąc wyeliminować z równania (65) wymiar ρ_0 wstawimy do tego równania zależność (58) i dokonując prostych przekształceń otrzymamy:

$$\frac{(1 - \bar{\omega}_n) + 2p \left(\bar{\omega}_n + \frac{1}{2} \frac{A}{(1 - R_0)} \right)}{2\bar{\omega}_n(1 - \bar{\omega}_n)} d\bar{\omega}_n + \frac{1}{\kappa_1} d\kappa_1 = 0. \quad (66)$$

Po rozbiciu ułamka przy $d\bar{\omega}_n$ na ułamki proste równanie (66) przyjmie postać:

$$\frac{d\kappa_1}{\kappa_1} + \left[\frac{1}{2\bar{\omega}_n} \left(1 + \frac{pA}{1 - R_0} \right) + p \left(1 + \frac{A}{2(1 - R_0)(1 - \bar{\omega}_n)} \right) \right] d\bar{\omega}_n = 0. \quad (67)$$

Po scałkowaniu równania (67) dostaniemy:

$$\ln \kappa_1 + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{pA}{1 - R_0} \right) \ln \bar{\omega}_n - p \left(1 + \frac{A}{2(1 - R_0)} \right) \ln(1 - \bar{\omega}_n) = \ln C_0, \quad (68)$$

lub

$$\kappa_1 \frac{\bar{\omega}_n^{0.5(1+pA/(1-R_0))}}{(1 - \bar{\omega}_n)^{p(1+0.5A/(1-R_0))}} = const. \quad (69)$$

Wstawiając wartość κ_1 określoną z równania (68) do (63) jesteśmy w stanie obliczyć wymiar ρ_0 a tym samym r_0 .

3.1. Przyrost szczeliny a zmiana kształtu strefy uszkodzeń

Ważnym zagadnieniem jest określenie zmiany kształtu strefy kumulacji uszkodzeń wskutek przyrostu szczeliny o długość dl w kierunku ϑ_0 (rys. 3): Kształt strefy opisany jest zależnością $r_0 = r_0(\vartheta)$. W wyniku przesunięcia wierzchołka szczeliny biegunowy układ współrzędnych z nim związany doznaje obrotu oraz translacji. Obrót układu, związany ze zmianą kierunku propagacji, można uwzględnić poprzez wprowadzenie nowej współrzędnej kątowej $\vartheta^* = \vartheta - \vartheta_0$. Translację układu można uwzględnić wykorzystując zależności trygonometryczne w trójkącie o bokach r_0 , r_0' oraz dl (o wierzchołku w punkcie A na konturze strefy uszkodzeń). Kąty wierzchołkowe tego trójkąta wynoszą: ϑ^* , ϑ' oraz $d\vartheta$. Łatwo zauważyć, że współrzędne nowego konturu strefy uszkodzeń $r_0'(\vartheta')$ wynoszą:

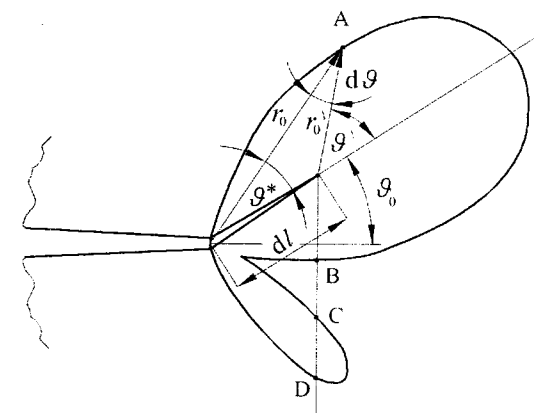
$$r_0' = r_0 + dr_1 \quad (70)$$

$$\vartheta' = \vartheta - \vartheta_0 + d\vartheta_1$$

Korzystając z twierdzenia sinusów oraz kosinusów otrzymujemy:

$$\begin{aligned} dr_1 &= -dl \cos \vartheta^*, \\ d\vartheta_1 &= \frac{dl}{r_0} \sin \vartheta^*. \end{aligned} \quad (71)$$

Pewien problem obliczeniowy powstałby w przypadku, gdy kształt strefy byłby taki, jak na rysunku 4. W miejscu gdzie promień r_0 przechodzi trzykrotnie przez kontur strefy (punkty B, C i D), proponuje się aby części strefy, na której leżą punkty C i D, nie uwzględniać w dalszych obliczeniach rozrostu uszkodzeń w strefie oraz propagacji szczeliny.



Rys. 4. Schemat obliczeń nowego kształtu strefy wynikającego z przyrostu szczeliny

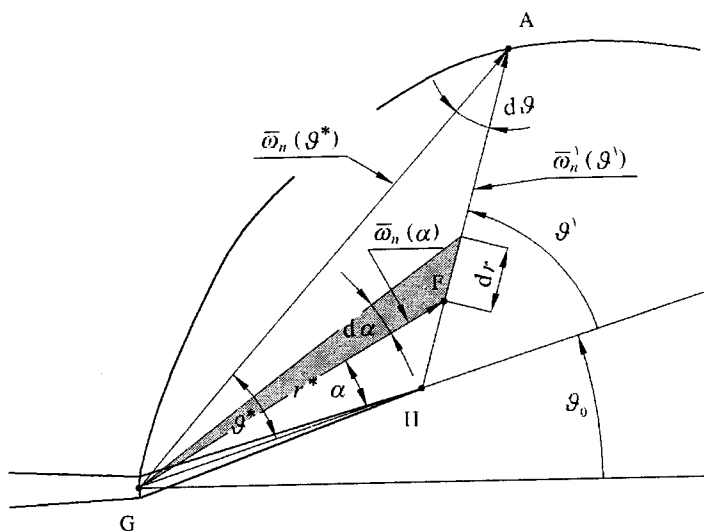
Przesunięcie biegunowego układu współrzędnych wraz z wierzchołkiem szczeliny powoduje konieczność obliczenia nowych wartości miar kumulacji uszkodzeń $\bar{\omega}_n(\vartheta')$. Zakładamy, że na wartość miary $\bar{\omega}_n$ na płaszczyźnie fizycznej określonej przez kąt ϑ' wpływają wartości uśrednionych miar kumulacji uszkodzeń $\bar{\omega}_n(\alpha)$ w starym układzie współrzędnych, przy czym do obliczeń należy przyjąć kąt α z przedziału $\langle 0; \vartheta^* \rangle$ (rys. 5). Płaszczyzny fizyczne określone przez kąty z wyżej wymienionego przedziału przecinają rozpatrywaną płaszczyznę fizy-

czną, określoną przez kąt ϑ' w nowym układzie współrzędnych. Rozpatrzmy zatem jedną z tych płaszczyzn, nachyloną pod kątem α do nowego odgałęzienia szczeliny o długości dl , dla którego miara kumulacji uszkodzeń wynosi $\bar{\omega}_n(\alpha)$. Zakładamy, że w punkcie przecięcia z nową płaszczyzną fizyczną mamy zależność:

$$\omega_n'(r, \vartheta') = \omega_n(\alpha) |\cos(\vartheta' - \alpha)| \quad (72)$$

Następnie tak otrzymane lokalne wartości miar $\omega_n'(r, \vartheta')$ należy uśrednić na danej płaszczyźnie fizycznej w strefie uszkodzeń, a mianowicie:

$$\bar{\omega}_n'(\vartheta') = \frac{1}{r_0'} \int_0^{r_0'} \omega_n'(r, \vartheta') dr \quad (73)$$



Rys. 5. Schemat obliczeń rozkładu miary kumulacji uszkodzeń
 $r_0' = \overline{AH}$, $r_0 = \overline{AG}$, $r = \overline{FH}$, $dl = \overline{HG}$

Z zależności trygonometrycznych w trójkątach AGH oraz FGH otrzymujemy:

$$r^* = r_0 \frac{\sin(\vartheta' - \vartheta^*)}{\sin(\vartheta' - \alpha)} \quad (74)$$

a ponadto:

$$dr = r^* \frac{d\alpha}{\sin(\vartheta' - \alpha)} \quad (75)$$

Ostatecznie zależność (73) przyjmie postać:

$$\bar{\omega}_n'(r, \vartheta') = \frac{r_0}{r_0'} \int_0^{\vartheta^*} \bar{\omega}_n(\alpha) \frac{|\cos(\vartheta' - \alpha) \sin(\vartheta' - \vartheta^*)|}{\sin^2(\vartheta' - \alpha)} d\alpha \quad (76)$$

Wskutek propagacji szczeliny zmienia się oczywiście rozkład naprężeń przed wierzchołkiem. Powoduje to dodatkową kumulację uszkodzeń oraz rozwój strefy Ω . W tym przypadku należy wykonać obliczenia dla różnych płaszczyzn fizycznych, gdyż każda z nich może znajdować się na różnym etapie obciążenia. Etapy te opisano w poprzedniej części rozdziału. Aby uwzględnić przyrost szczeliny o dl w kierunku ϑ_0 , należy we wzorach określających kumulację uszkodzeń oraz rozrost strefy Ω uwzględnić przyrost naprężeniowej funkcji pękania $d\hat{R}_\sigma$ wywołany zmianą rozkładów naprężeń (np. wskutek zmiany kierunku propagacji szczeliny). Zależność (47) należy zatem przepisać w postaci:

$$d\hat{R}_\sigma = \frac{\partial \bar{R}_\sigma}{\partial \sigma_n} d\sigma_n + \frac{\partial \bar{R}_\sigma}{\partial \tau_n} d\tau_n, \quad (77)$$

gdzie przyrosty naprężeń na płaszczyznach fizycznych zależą nie tylko od przyrostu obciążenia $d\sigma$, ale także od zmiany kształtu szczeliny (przyrost długości o dl w kierunku ϑ_0), czyli:

$$d\sigma_n = \frac{\partial \sigma_n}{\partial \sigma} d\sigma + \frac{\partial \sigma_n}{\partial l} dl, \quad (78)$$

$$d\tau_n = \frac{\partial \tau_n}{\partial \sigma} d\sigma + \frac{\partial \tau_n}{\partial l} dl.$$

Drugie składniki w powyższych sumach w większości przypadków należy oczywiście obliczyć numerycznie.

Rozpatrzmy teraz płaszczyznę fizyczną $\vartheta' = 0$ (na przedłużeniu propagującej szczeliny). Warunkiem stabilnego wzrostu szczeliny jest to, aby spełniona była zależność (50). Przyrost miary kumulacji uszkodzeń spowodowany wzrostem obciążenia oraz szczeliny z jednoczesnym przesunięciem strefy przywierzchołkowej w materiał nieuszkodzony o dl , będzie miał w tym przypadku postać:

$$d\bar{\omega}_n = d\bar{\omega}_{n1} + d\bar{\omega}_{n2} = A \frac{d\hat{R}_\sigma}{1 - \bar{\omega}_n} - \bar{\omega}_n \frac{dl}{d_0} \quad (79)$$

Ostatecznie warunek stabilnego wzrostu szczeliny będzie miał postać:

$$d\hat{R}_\sigma \left(\frac{1 - \bar{\omega}_n}{p} + A \frac{\bar{R}_\sigma}{1 - R_0} \right) = \bar{\omega}_n \cdot \bar{R}_\sigma \frac{dl}{d_0} \quad (80)$$

i jest podobny do warunku stabilnego wzrostu strefy kumulacji uszkodzeń.

Równanie (80) nie zawsze może być spełnione. Załóżmy bowiem, że przyrost naprężeniowej funkcji pęknięcia zależy tylko od przyrostu szczeliny ($d\sigma = 0$ we wzorach (77) i (78)), czyli:

$$d\hat{R}_\sigma = \frac{\partial \bar{R}_\sigma}{\partial l} dl \quad (81)$$

Warunek (80) ma w tym przypadku postać:

$$\frac{\partial \bar{R}_\sigma}{\partial l} = \frac{\bar{\omega}_n \cdot \bar{R}_\sigma}{d_0 \left(\frac{1 - \bar{\omega}_n}{p} + A \frac{\bar{R}_\sigma}{1 - R_0} \right)} \quad (83)$$

Warunek niestabilnego wzrostu szczeliny (kruche pęknięcie) w dwuosowym stanie obciążenia można zatem zapisać w postaci:

$$\frac{\partial \bar{R}_\sigma}{\partial l} > \frac{\bar{\omega}_n \cdot \bar{R}_\sigma}{d_0 \left(\frac{1 - \bar{\omega}_n}{p} + A \frac{\bar{R}_\sigma}{1 - R_0} \right)} \quad (84)$$

Powyższą zależność można zinterpretować w następujący sposób: jeżeli przyrost naprężeniowej funkcji pęknięcia wywołany propagacją szczeliny nie może być skompensowany przez spadek miary kumulacji uszkodzeń wywołany przesunięciem się strefy uszkodzeń w materiał dziewiczy, to następuje proces niestabilnego wzrostu szczeliny.

4. Obliczenia kształtu strefy kumulacji uszkodzeń

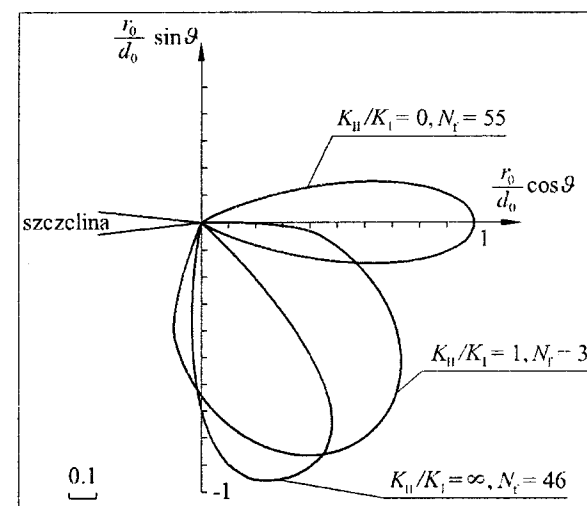
Chcąc określić kształt strefy kumulacji uszkodzeń, przy wykorzystaniu podejścia przedstawionego w pierwszej części pracy, możemy założyć zastępczą efektywną długość tej strefy (Seweryn, Tomczyk i Mróz, 2001):

$$d_{\text{eff}}(\vartheta) = \int_0^{d_0} R_\sigma(\sigma_n, \tau_n, \bar{\omega}_n) dr \quad (85)$$

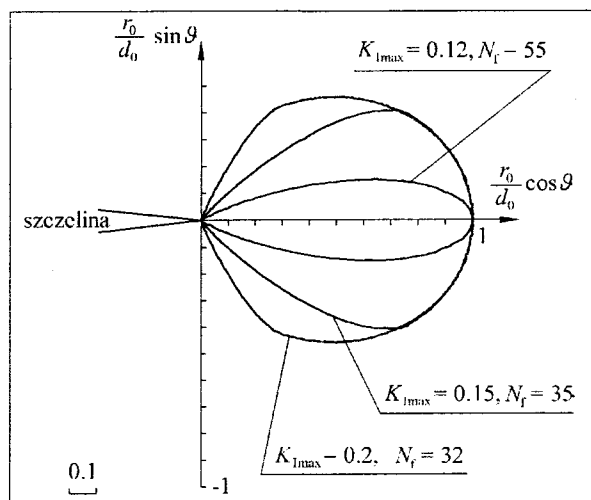
Warunkiem propagacji staje się tu oczywiście zależność (36).

Interpretacja graficzna równania (84) dla różnych wartości parametrów modelu, przy założeniu, że funkcja pęknięcia ma postać warunku eliptycznego połączonego z warunkiem Coulomba, przedstawiona została we wcześniejszej pracy (Seweryn, Tomczyk i Mróz, 2001).

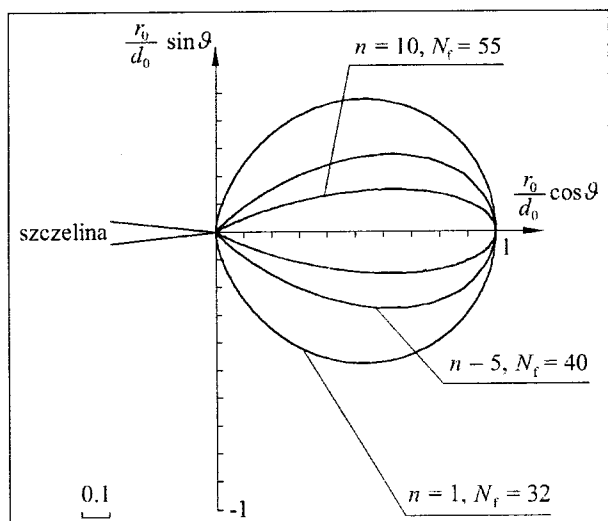
Poniżej przedstawione zostaną wyniki obliczeń kształtu strefy kumulacji uszkodzeń przy wykorzystaniu podejścia opisanego w poprzednim rozdziale. Należy podkreślić, że prezentowane poniżej wykresy zbudowano w układach bezwymiarowych, tj. odnosząc K_I do K_{Ic} oraz r_0 do d_0 . Funkcję pęknięcia przyjęto w postaci zależności (41). Na wykresach przedstawiono także, obok wartości zmieniającego się parametru, wartość krytycznej liczby cykli, po której nastąpić powinien przyrost szczeliny.



Rys. 6. Wpływ parametru K_{II}/K_I na kształt i położenie strefy kumulacji uszkodzeń ($\tau_c/\sigma_c = \infty$, $A = 1$, $p = 0.5$, $n = 10$, $K_{Imin} = 0.1$, $K_{Imax} = 0.12$, $\eta = 0.1$)



Rys. 7. Wpływ amplitudy obciążenia na kształt strefy kumulacji uszkodzeń dla obciążeń jednoosiowych ($K_{II}/K_I = 0$, $\tau_c/\sigma_c = \infty$, $A = 1$, $p = 0.5$, $n = 10$, $K_{Imin} = 0.1$, $\eta = 0.1$)



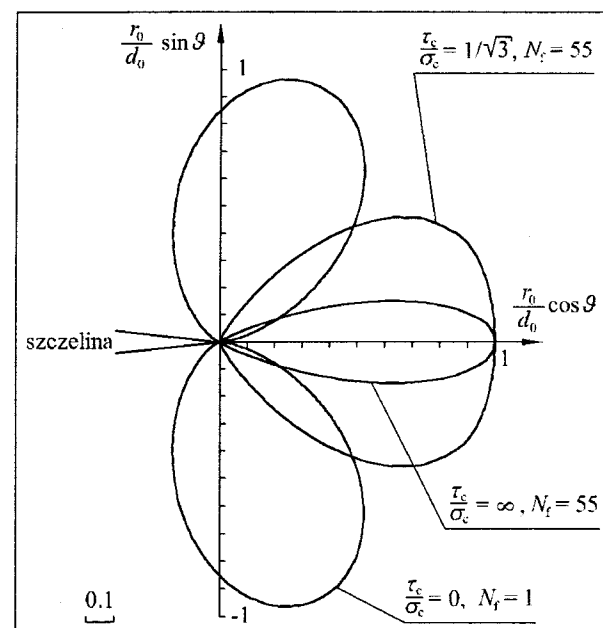
Rys. 8. Wpływ parametru n na kształt strefy kumulacji uszkodzeń dla obciążeń jednoosiowych ($K_{II}/K_I = 0$, $\tau_c/\sigma_c = \infty$, $A = 1$, $p = 0.5$, $K_{Imin} = 0.1$, $K_{Imax} = 0.12$, $\eta = 0.1$)

Rysunek 6 obrazuje wpływ parametru dwuosiowości stanu obciążenia (K_{II}/K_I) na kształt i położenie strefy kumulacji uszkodzeń.

Na rysunku 7 przedstawiono zależność kształtu strefy uszkodzeń od wartości amplitudy obciążenia dla obciążeń jednoosiowych tj. $K_{II}/K_I = 0$. Widać tu wyraźnie, że wzrost amplitudy powoduje „pęcznienie” strefy oraz zmniejszanie się krytycznej liczby cykli. Warto przy tym podkreślić, że wartości miary kumulacji uszkodzeń na granicy strefy są bardzo małe i wzrastają w miarę przesuwania się ku środkowi strefy.

Wpływ wykładnika n na kształt strefy dla obciążeń jednoosiowych ilustruje rysunek 8. Zwróćmy uwagę, że wzrost parametru n powoduje „zawężanie się” strefy przy jednoczesnym wzroście krytycznej liczby cykli.

Rysunek 9 obrazuje wpływ parametru τ_c/σ_c na zachowanie strefy kumulacji uszkodzeń, również dla przypadku $K_{II}/K_I = 0$. Najwęższa strefa występuje przy $\tau_c/\sigma_c \rightarrow \infty$, natomiast po przekroczeniu wartości $\tau_c/\sigma_c = 1/\sqrt{3}$ strefa „rozbija się” na dwie, które zajmują krańcowe położenie przy $\tau_c/\sigma_c \rightarrow 0$.



Rys. 9. Wpływ parametru τ_c/σ_c na kształt strefy kumulacji uszkodzeń dla obciążeń jednoosiowych ($K_{II}/K_I = 0$, $A = 1$, $p = 0.5$, $n = 10$, $K_{Imin} = 0.1$, $K_{Imax} = 0.12$, $\eta = 0.1$)

5. Podsumowanie

Prezentowany model daje możliwość przewidywania propagacji szczeliny zmęczeniowej, zarówno co do prędkości jak i co do kierunku. Uwzględniony został przy tym proces przesuwania się i rozwoju strefy kumulacji uszkodzeń przed wierzchołkiem szczeliny. Równania opisujące kształt oraz wzrost strefy dają możliwość graficznej interpretacji wyników obliczeń, co w przypadku obciążeń złożonych ma duże znaczenie.

Przedstawiony w niniejszej pracy model szczeliny można rozszerzyć na zagadnienia przestrzenne. Konieczna jest wówczas znajomość rozkładów oraz zmienności naprężeń wzdłuż frontu przestrzennej szczeliny. Na ich podstawie można wyznaczyć kształt trójwymiarowej strefy kumulacji uszkodzeń wokół krawędzi szczeliny. Wzrost szczeliny nastąpi w takim miejscu oraz w takim kierunku, dla których wymiar strefy osiągnie wartość krytyczną.

Można także założyć pewien rozkład uszkodzeń w strefie przywierzchołkowej, przez co proponowany model byłby bliższy fizyce procesu pęknięcia. Założenie takie jednakże w znaczny sposób skomplikowałoby obliczenia.

LITERATURA

1. Mróz Z., Seweryn A. (1999) Multiaxial fatigue and damage conditions. In: Modeling of damage and fracture processes in engineering materials (Eds. Basista M., Nowacki W. K.), Ser. Trends in mechanics of materials. IPPT PAN., 117-180.
2. Mróz Z., Seweryn A. (1996): Damage description with related crack initiation and propagation conditions, *J. de Physique*, 6 (C6), 529-538.
3. Mróz Z., Seweryn A. (1998a): Non-local failure and damage evolution rule: application to a dilatant crack model, *J. de Physique IV France*, Vol. 8, 257-268.
4. Mróz Z., Seweryn A. (1998b): Damage evolution rule for multiaxial variable loading, In: *Damage Mechanics in Engineering Materials, Studies in Applied Mechanics*, Vol. 48. (eds G.Z. Voyiadjis, J.-W. Ju, J.-L. Chaboche), Elsevier, Oxford, 1998b, 145-162.
5. Seweryn A. (1994): Brittle fracture criterion for structures with sharp notches, *Eng. Fract. Mech.*, Vol. 47, 673-681.
6. Seweryn A. (1997): *Kumulacja uszkodzeń i pękanie elementów konstrukcyjnych w złożonych stanach obciążeń*, Rozpr. Nauk. Pol. Białost., Nr 42, Białystok, 295 s.
7. Seweryn A., Mróz Z. (1995): A non-local stress failure condition for structural elements under multiaxial loading, *Eng. Fract. Mech.*, Vol. 51, 955-973.
8. Seweryn A., Mróz Z. (1996): A non-local stress failure and fatigue damage accumulation condition, In: *Multiaxial Fatigue and Design*, Mech. Engng Publ., London, 259-280.
9. Seweryn A., Mróz Z. (1998): On the criterion of damage evolution for variable multiaxial stress state, *Int. J. Solids Struct.*, Vol. 35, 1599-1616.
10. Seweryn A., Tomczyk A., Mróz Z. (2001): Model szczeliny ze strefą kumulacji uszkodzeń przed wierzchołkiem (część I – Analiza propagacji szczeliny w jednoosiowym stanie obciążenia), *Zeszyty Nauk. P. Białostockiej, Nauki Techniczne* Nr 137, Ser. Mech., Z. 23, 129-148.

11. Seweryn A., Tomczyk A., Mróz Z. (2001): Propagacja szczeliny zmęczeniowej w dwuosio- wym stanie obciążenia, *Zeszyty Nauk. P. Białostockiej, Nauki Techniczne* Nr 138, Ser. Mech., Z. 24, 395-402.
12. Tipton S. M., Nelson D. V. (1997): Advances in multiaxial fatigue life prediction for compo- nents with stress concentrations, *Int. J. Fatigue*, Vol. 19, 503-515.
13. Papadopoulos I. V., Daudi P., Gorla C., Filippini M., Bernacconi A. (1997): A comparative study of multiaxial high-cycle fatigue criteria for metals, *Int. J. Fatigue*, Vol. 19, 219-235.
14. Findley W. N., Coleman J. J., Handley B. C. (1956): Theory for combined bending and tor- sion fatigue data for 4340 steel, In: *Proc. Int. Conf. Fatigue of Metals*, The Inst. Mech. Eng., 150-157.
15. Brown M. W., Miller K. J. (1973): A theory for fatigue failure under multiaxial stress-strain conditions, *Proc. of The Institute of Mechanical Engineers*, Vol. 187, 745-755.
16. Glinka G., Shen G., Plumtree A. (1995): A multiaxial fatigue strain energy density parameter related to the critical plane, *Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct.*, Vol. 18, 37-46.
17. Chu C. C. (1995) Fatigue damage calculation using the critical plane approach, *J. Engng Mat. Techn.*, Vol. 117, 41-49.

CRACK MODEL WITH THE DAMAGE ACCUMULATION ZONE AHEAD OF THE CRACK TIP (PART II – CRACK GROWTH IN BIAxIAL LOADING STATE)

Abstract: The present paper is concerned with modelling of fatigue crack initiation and propagation by applying the non-local critical plane model. Using the linear elastic stress field at the front of crack or sharp notch the damage growth on a physical plane is specified in terms of mean values of stress and strength function. When the damage zone reaches a critical length in any physical plane, crack growth accompa- nies damage evolution. The model is applied to study crack propagation under cycli- cally varying combined mode I and mode II loading. The conditions of stable and un- stable crack growth are also formulated.

Pracę wykonano w ramach realizacji projektu badawczego nr 8 T07A 049 21 finan- sowanego ze środków Komitetu Badań Naukowych.

Robert Uścińowicz*

IDENTYFIKACJA ANIZOTROPII WŁASNOŚCI MECHANICZNYCH BLACHY WARSTWOWEJ Cu-Al

Streszczenie: Celem pracy było określenie wpływu technologicznego procesu łączenia blach aluminiowych z miedzianymi na niektóre właściwości mechaniczne blach bimetalicznych Cu-Al. Do analizy wykorzystano dane otrzymane z testów jednoosiowego rozciągania próbek wyciętych z różnych kierunków blachy bimetalicznej, miedzianej i aluminiowej oraz porównano je ze sobą. Do wstępnej oceny niektórych parametrów mechanicznych wykorzystano prawo mieszanin. Stwierdzono anizotropię badanych własności zarówno w odniesieniu do bimetalu jak i jego komponentów. Stwierdzono silny wpływ procesów odkształceniowych zachodzących w trakcie technologicznego procesu formowania kształtu półwyrobu na właściwości materiałów. Badane blachy wykazały silną anizotropię własności sprężystych i plastycznych będących wynikiem zgniotu podczas procesu walcowania.

1. Wprowadzenie

Obróbka plastyczna metalowych wyrobów hutniczych poprzez walcowanie na zimno lub gorąco wywołuje poważne zmiany we właściwościach fizycznych odkształcanego materiału oraz w jego strukturze wewnętrznej. Powstanie silnie ukierunkowanej struktury wewnętrznej w postaci tekstury znacząco oddziałuje na późniejsze zdolności odkształceniowe materiałów metalicznych, zarówno zakresie małych jak i dużych odkształceń sprężysto-plastycznych. Najistotniejszym czynnikiem, destabilizującym początkową, quasi-izotropową strukturę metalu, jest deformacja plastyczna, której towarzyszy niekiedy czynnik termiczny. Proces ten ma miejsce podczas kucia, walcowania, ciągnięcia i przetłaczania. Jeżeli poziom anizotropii technologicznej wywołanej w metalu w wyniku wielu procesów deformacyjnych generowanych termicznie jest nieznaczny, to w zastosowaniach inżynierskich anizotropia może być pominięta. Fridman (1974) uważa, że nieuwzględnienie w niektórych przypadkach anizotropii właściwości fizycznych może prowadzić do istotnych błędów na etapie projektowania oraz przyczynić się do zmniejszenia

* Katedra Mechaniki Stosowanej, Wydział Mechaniczny, Politechnika Białostocka, ul. Wiejska 45C, 15-351 Białystok.

właściwości eksploatacyjnych elementów konstrukcji, a także zbędnego jej przewymiarowania.

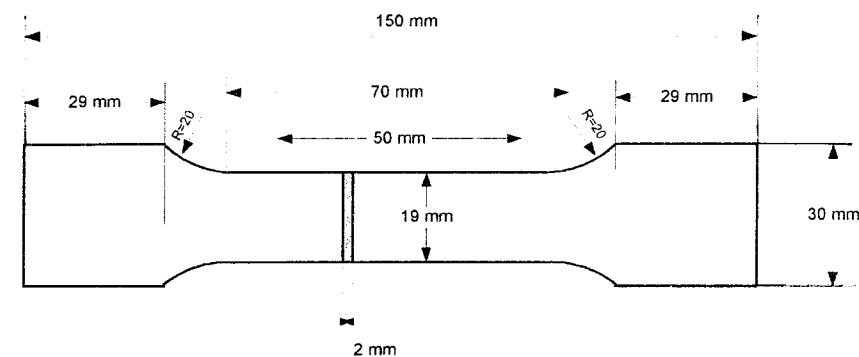
Wraz z rozwojem technologii produkcji metalowe materiały warstwowe (plater) zdobywają coraz szersze zastosowanie, wypierając klasyczne metale i ich stopy. Za ich stosowaniem przemawiają bardzo dobre właściwości mechaniczne i technologiczne, niezmienny skład, duża odporność na korozję, dobre cechy fizykochemiczne przynależne ich komponentom, a także istotny aspekt ekonomiczny. Poprzez zastosowanie specjalnych technologii łączenia (spawanie wybuchowe) stało się możliwe bardzo trwałe wzajemne spajanie metali i ich stopów, dla których połączenie na innej drodze nie było dotąd możliwe. Liczba zastosowań metali warstwowych w postaci blach, rur, łączników itp. stale rośnie, szczególnie w przemyśle: petrochemicznym, chemicznym, okrętowym, zbrojeniowym i energetyce.

W energetyce dużym zainteresowaniem cieszą się materiały warstwowe na bazie aluminium i miedzi jako różnego rodzaju łączniki, elementy przewodzące prąd elektryczny. Zapewniają one idealny kontakt elektryczny i eliminują korozję elektrochemiczną. Zmniejsza się przy tym znacznie ciężar instalacji, a co najważniejsze obniżają się koszty o około 20%-40% (Materiały informacyjne, Research Institute . . .). Najczęściej takie materiały uzyskuje się poprzez wzajemne plastyczne połączenie dwóch blach, tj. walcowanie na zimno lub na gorąco. Procesy te są złożone i wymagają głębszych studiów albowiem silnie oddziałują na późniejsze właściwości blachy platerowanej.

Celem niniejszej pracy jest ocena wpływu procesu walcowania na anizotropowe własności mechaniczne blachy warstwowej Cu-Al. Poddano ilościowej i jakościowej analizie poziom anizotropii niektórych parametrów charakteryzujących właściwości mechaniczne blach bimetalicznych (w stanie dostawy). Podjęto próbę sprawdzenia przydatności prawa mieszanin do szacunkowej oceny kierunkowych właściwości mechanicznych blachy warstwowej Cu-Al.

2. Materiał, próbki, stanowisko badawcze

W celu wyznaczenia podstawowych właściwości mechanicznych przeprowadzono testy jednoosiowego rozciągania dla trzech rodzajów blach: bimetalicznej, aluminiowej i miedzianej. Do badań zastosowano próbki płaskie, które wycięto z płaszczyzny danej blachy w pięciu kierunkach (0° , 30° , 45° , 60° , 90°) względem kierunku walcowania. Badania na próbkach z blachy miedzianej i aluminiowej przeprowadzono w celach porównawczych. Próbki badawcze wycięto z pasów blachy o wymiarach 1 m x 0,3 m i grubości 2 (1) mm, a ich geometrię przedstawiono na rysunku 1.



Rys. 1. Schemat próbki badawczej płaskiej

Objętościowa (procentowa) zawartość poszczególnych warstw w bimetalu wynosiła Cu- 51,6% i Al- 48,4%. Jednym z komponentów bimetalu była miedź elektrolityczna o gatunku M1E, drugi komponent to aluminium A1. Skład chemiczny składników był zgodny z normami PN-77/H-82120 i PN-71/H-82160. Do produkcji płyt bimetalicznych zastosowano tradycyjną technologię łączenia poprzez walcowanie. Dla celów porównawczych zastosowano w odniesieniu do blachy miedzianej i aluminiowej podobne wymiary geometryczne próbek oraz identyczne parametry technologiczne walcowania jak dla bimetalu. Wszystkie testy jednoosiowego rozciągania przeprowadzono na uniwersalnej maszynie wytrzymałościowej Instron-8502 plus, przy prędkości przesuwu trawersy 0.5 mm/min. Do pomiaru wydłużeń użyto ekstensometru Instron 2620-601 o bazie pomiarowej 50 mm. Obciążenie wyjściowe próbek wynosiło 0.1 kN.

3. Wyniki eksperymentu

Przeprowadzone testy jednoosiowego rozciągania posłużyły do oceny poziomu anizotropii właściwości mechanicznych blachy bimetalicznej, miedzianej i aluminiowej. Powstała anizotropia była udziałem technologicznego procesu deformacyjnego podczas walcowania przy zastosowaniu identycznych parametrów procesu kształtowania.

Z prób jednoosiowego rozciągania wyznaczono, dla pięciu wybranych kierunków (0° , 30° , 45° , 60° , 90°), następujące właściwości mechaniczne:

- moduł sprężystości wzdłużnej (Younga) E ,
- wytrzymałość na rozciąganie R_m ,
- umowną granicę sprężystości $R_{0,05}$, odpowiadającą odkształceniom nieproporcjonalnym, trwałym 0.05%,

- umowną granicę plastyczności, $R_{0,2}$ przy odkształceniach trwałych 0.2%,
- rzeczywiste naprężenia $\sigma_{r \max}$ i odkształcenia $\varepsilon_{r \max}$ przy maksymalnym obciążeniu,
- współczynniki K , n i ε_0 krzywej potęgowej opisujące umocnienie plastyczne,
- pracę właściwą odkształcenia sprężystego L_H i odkształcenia całkowitego równomiernego L_r .

Naprężenia graniczne $R_{0,05}$, $R_{0,2}$ obliczono numerycznie z danych doświadczalnych przyjmując założenia norm technicznych (ASTM E 646-00, ASTM E111-1997, ASTM E8-1998, PN-EN 10002-1+AC1) i wykorzystując metodę wyznaczania granic proporcjonalności opisaną w pracy Gabauera (2000). Opiera się ona na numerycznym przeszukiwaniu zbiorów danych doświadczalnych w celu znalezienia naprężenia odpowiadającego minimalnej wartości funkcji określonej równaniem (1), tj.:

$$S_{m(\text{rel})} = \frac{S_m}{E} \rightarrow \text{minimum}, \quad (1)$$

gdzie: S_m i E opisane są równaniami (2-3), r – współczynnik korelacji wg równania (4), S_ε , S_σ – odchylenia standardowe, $S_{\varepsilon\sigma}$ – kowariancja, n – oznacza ilość par danych (ε_i , σ_i).

$$S_m = \sqrt{\frac{(1-r^2)S_\varepsilon^2}{(n-2)S_\sigma^2}}, \quad (2)$$

$$E = \frac{n \sum_{i=1}^n \varepsilon_i \sigma_i - \sum_{i=1}^n \varepsilon_i \sum_{i=1}^n \sigma_i}{n \sum_{i=1}^n \varepsilon_i^2 - (\sum_{i=1}^n \varepsilon_i)^2}, \quad (3)$$

$$r = \frac{S_{\varepsilon\sigma}}{\sqrt{S_\varepsilon^2 S_\sigma^2}}. \quad (4)$$

Do wyznaczenia modułu Younga E posłużyło równanie (3), przedstawiające współczynnik kierunkowy prostej aproksymującej zbiór doświadczalny σ - ε i jednocześnie tangens nachylenia prostej względem osi odkształceń w zakresie liniowo-sprężystym.

Dla celów praktycznych charakterystyki umocnieniowe materiałów opracowuje się w postaci wykresów, które później podaje się w formie równań. Przy ustalaniu parametrów technologicznych niezbędna jest ich znajomość (Erbel, 1981). Na etapie wstępnym poszukiwano równań prostszych, pozwalających dobrze opisać zbiór punktów doświadczalnych. Ze względu na małe względne wydłużenie całkowite bimetalu oraz miedzi (miedź- twardy składnik bimetalu) przyjęto do aproksymacji punkty z zakresu odkształceń 0.05%-0,5%. Najlepszą zgodność uzyskano dla funkcji potęgowej, w tym formuły Swifta (5) i jego modyfikacji podanych w pracy Fernandes (1998). Ostatecznie ze względu na małą liczbę współczynników przyjęto równanie Swifta (5):

$$\sigma = K(\varepsilon_0 + \varepsilon)^n, \quad (5)$$

gdzie: σ , ε – odpowiednio rzeczywiste naprężenia i odkształcenia, K , ε_0 , n – współczynniki.

W pracach Parsa (1998), w odniesieniu do połączenia bimetalicznego aluminium- stal nierdzewna, z powodzeniem stosowano tego rodzaju równanie.

Testy jednoosiowego rozciągania przeprowadzono dla każdej serii trzech próbek wyciętych z pięciu kierunków płaszczyzny blachy bimetalicznej, miedzianej i aluminiowej, a wyznaczone i uśrednione wartości parametrów mechanicznych zestawiono w tabeli 1, 2 i 3.

Tab. 1. Doświadczalnie wyznaczone właściwości mechaniczne blachy aluminiowej Al

Parametr	Kierunek wycięcia próbki [deg]				
	0	30	45	60	90
$R_{0,05}$ [MPa]	122.4	120.4	107.2	102.0	123.7
$R_{0,2}$ [MPa]	137.1	136.7	131.1	130.9	143.9
R_m [MPa]	158.5	152.1	149.2	151.5	159.0
E [GPa]	80.0	70.2	69.7	63.1	74.8
n	0.092	0.119	0.137	0.180	0.120
K [MPa]	271.0	283.5	300.6	384.0	299.5
ε_0	-1.55E-03	-1.57E-03	-1.47E-03	-1.47E-03	-1.57E-03
L_H [J/cm ³]	0.023	0.025	0.021	0.023	0.023
L_r [J/cm ³]	0.737	1.544	1.819	1.515	1.857
$\sigma_{r \max}$ [MPa]	159.4	153.9	151.3	153.3	161.1
$\varepsilon_{r \max}$	5.68E-03	1.17E-02	1.39E-02	1.19E-02	1.32E-02

Tab. 2. Doświadczalnie wyznaczone właściwości mechaniczne dla blachy miedzianej MIE

Parametr	Kierunek wycięcia próbki [deg]				
	0	30	45	60	90
$R_{0.05}$ [MPa]	323.8	323.1	325.9	343.2	358.8
$R_{0.2}$ [MPa]	400.7	386.4	392.9	420.2	437.3
R_m [MPa]	421.4	417.6	403.6	425.1	444.3
E [GPa]	115.9	119.8	101.0	150.6	149.1
n	0.316	0.318	0.389	0.3124	0.237
K [MPa]	2394.7	2309.7	2416.5	1389.6	1724.3
ϵ_0	-1.50E-03	-1.38E-03	-1.36E-03	-1.47E-03	-1.59E-03
L_H [J/cm ³]	0.06	0.04	0.05	0.07	0.05
L_r [J/cm ³]	2.91	3.75	2.01	2.01	1.72
$\sigma_{r\max}$ [MPa]	425.2	422.3	416.6	427.7	446.8
$\epsilon_{r\max}$	9.09E-03	1.12E-02	7.25E-03	6.19E-03	5.65E-03

Tab. 3. Właściwości mechaniczne uzyskane eksperymentalnie dla blachy bimetalicznej Cu-Al

Parametr	Kierunek wycięcia próbki [deg]				
	0	30	45	60	90
$R_{0.05}$ [MPa]	232.0	188.0	200.6	210.6	250.6
$R_{0.2}$ [MPa]	269.3	258.4	255.7	263.1	288.4
R_m [MPa]	273.7	275.3	273.2	278.5	296.6
E [GPa]	88.1	97.0	87.6	100.7	107.0
n	0.205	0.234	0.264	0.217	0.163
K [MPa]	948.5	1019.4	1164.9	932.4	759.1
ϵ_0	-1.50E-03	-1.51E-03	-1.48E-03	-1.53E-03	-1.46E-03
L_H [J/cm ³]	0.101	0.044	0.045	0.044	0.125
L_r [J/cm ³]	1.229	1.686	1.935	1.806	1.632
$\sigma_{r\max}$ [MPa]	210.6	263.1	278.5	280.8	100.7
$\epsilon_{r\max}$	6.58E-03	7.99E-03	9.10E-03	8.25E-03	7.08E-03

4. Dyskusja wyników

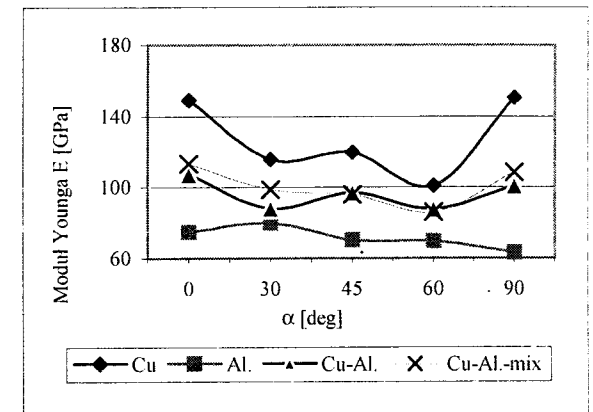
Pewnego rodzaju próbą oceny kierunkowych właściwości sprężystych badanych blach są wartości modułów sprężystości wzdłużnej – Younga (E), wyznaczone dla pięciu badanych kierunków. Uzyskane z eksperymentu wartości modułów dla bimetalu i – niezależnie – dla jego składników, w zależności od kąta α wycięcia próbki z płaszczyzny blachy, przedstawiono na rysunku 2.

W celu określenia podstawowych właściwości mechanicznych blach warstwowych (platerowanych) niejednokrotnie stosuje się podejście zaczerpnięte z mikromechaniki kompozytów, tj. na podstawie odpowiednich modeli mikro-mechanicznych przewiduje się z dobrym skutkiem podstawowe charakterystyki makroskopowe metali warstwowych. Takie podejście można stosować do stałych sprężystości (modułu Younga, Kirchoffa, współczynnika Poissona), współczynnika rozszerzalności cieplnej oraz naprężeń granicznych, odpowiadających granicy sprężystości, plastyczności i wytrzymałości. Ten punkt widzenia jest eksponowany w pracach Shi-Hoon Choi (1997), Khodadad- Motarjemi (2002), czy Ramamurty (1996). Jeżeli rozpatrzy się przypadek jednoosiowego rozciągania i uwzględni się warunki jednakowych odkształceń każdej z warstw (*iso-strain model*), to jest $\epsilon_{Al-Cu} = \epsilon_{Cu} = \epsilon_{Al}$ to sumaryczny moduł Younga E_{Cu-Al} , dla bimetalu można zapisać w postaci (6):

$$E_{Al-Cu} = f_{Cu} E_{Cu} + f_{Al} E_{Al} \quad (6)$$

gdzie: f_{Al} , f_{Cu} – odpowiednio, objętościowa zawartość aluminium i miedzi w bimetalu, E_{Al-Cu} , E_{Al} , E_{Cu} – odpowiednio moduły Younga dla bimetalu, aluminium i miedzi. Punkty odpowiadające E_{Al-Cu} uzyskane z równania (6) są ukazane na rysunku 2 i oznaczone jako: Cu-Al-mix.

Analiza danych eksperymentalnych pozwala stwierdzić dużą zmienność wartości modułów w płaszczyźnie wszystkich blach. Dla miedzi, na kierunkach wzdłużnym i poprzecznym względem osi walcowania, moduły przyjmują wartości nawet o 50% większe niż na pozostałych. Różnice w jego wartościach dla bimetalu i aluminium są dużo mniejsze i wynoszą odpowiednio 20 i 17 MPa, co także świadczy o anizotropii tego parametru dla tych metali. Duży wpływ na moduły Younga w platerze Cu-Al. wywierają kierunkowe moduły sprężystości miedzi, które decydują o kształcie krzywej zmienności $E - \alpha$. Analiza rysunku 2 pozwala wnioskować, że dla bimetalu zależność dana równaniem (6) prawidłowo szacuje także przewidywane moduły Younga. Punkty doświadczalne



Rys. 2. Wartości modułów Younga dla badanych kierunków

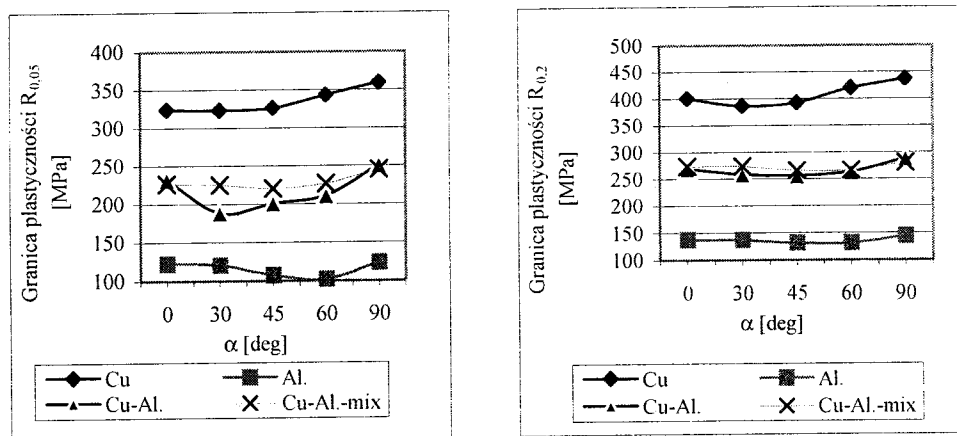
leżą w bliskim sąsiedztwie punktów teoretycznych, wyznaczonych z równania (6), pomimo dużej nieliniowości tego parametru dla aluminium i miedzi. Rejestrowana, znaczna anizotropia współczynnika sprężystości wzdłużnej E dla blachy miedzianej i dużo mniejsza dla aluminiowej jest wynikiem procesu walcowania. W przypadku bimetalu podczas procesu łączenia warstw anizotropia modułu ulega znacznemu osłabieniu, co jest uwarunkowane zmianą geometrycznej orientacji ziaren w strukturze metalów.

Zależności pomiędzy naprężeniami granicznymi $R_{0,05}$, $R_{0,2}$ i R_m i orientacją próbek względem kierunku walcowania są przedstawione na rysunkach 3 i 4. Zamieszczono tam również punkty wyznaczone dla bimetalu (Cu-Al-mix) przy zastosowaniu tzw. prawa mieszanin (7) zapożyczanego z mechaniki kompozytów w postaci:

$$\sigma_{\text{Cu-Al}} = f_{\text{Cu}} \sigma_{\text{Cu}} + f_{\text{Al}} \sigma_{\text{Al}} \quad (7)$$

gdzie: f_{Al} , f_{Cu} – odpowiednio objętościowa zawartość aluminium i miedzi w bimetalu, $\sigma_{\text{Cu-Al}}$, σ_{Al} , σ_{Cu} – naprężenia graniczne dla bimetalu, aluminium, miedzi.

Równanie (7) przedstawia liniową zależność naprężeń granicznych od objętościowej zawartości poszczególnych składników i jest często stosowane w opisie metali warstwowych (Khodadad Motarjemi i inni, 2002; Ramamurty i inni, 1996).



Rys. 3. Ilustracja średnich wartości granic sprężystości $R_{0,05}$ i plastyczności $R_{0,2}$ dla badanych kierunków

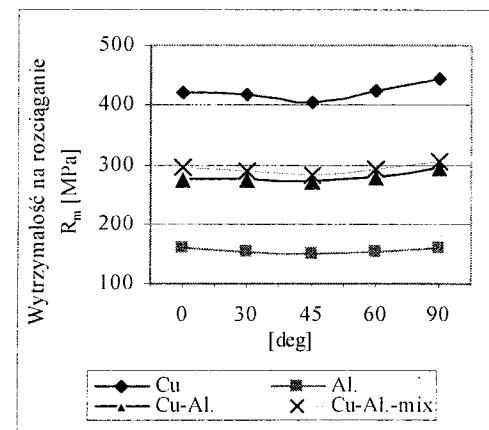
Na rysunkach 3 i 4 widać znaczną anizotropię naprężeń granicznych, szczególnie w odniesieniu do granicy sprężystości $R_{0,05}$ - zarówno dla bimetalu jak i jego składników. Krzywe dla $R_{0,2}$ i R_m , mają podobny do siebie kształt, charakterystyczny dla badanego rodzaju materiału. W zakresie małych i dużych odkształceń

plastycznych wartości naprężeń podpowiadających początkowi plastycznemu $R_{0,2}$ i wytrzymałości R_m są na kierunku poprzecznym (90°) największe. Dla blachy warstwowej Cu-Al prawo mieszanin (7) wykazuje lepszą zgodność z eksperymentem w przypadku naprężeń $R_{0,2}$ i R_m niż dla granicy sprężystości $R_{0,05}$, co może się wiązać z kierunkowym, wstępnym zorientowaniem mikronaprężeń deformacyjnych. Inną prawdopodobną przyczyną braku zgodności danych doświadczalnych z prawem mieszanin w odniesieniu do umownej granicy sprężystości $R_{0,05}$ jest zjawisko pozostawania jednego

ze składników bimetalu w stanie sprężystym, przy przechodzeniu drugiego w stan sprężysto-plastyczny. Jest to szczególnie widoczne dla kątów $\alpha = 30^\circ$, 45° , 60° (rys. 3). Średnie wartości wytrzymałości na rozciąganie R_m , odpowiadające największym siłom przenoszonym przez próbki były najmniejsze na kierunku $\alpha = 45^\circ$, a największe na kierunku poprzecznym dla trzech badanych rodzajów metali.

Znajomość poziomu anizotropii granic plastyczności blach warstwowych (i nie tylko) ma bardzo istotne znaczenie praktyczne na etapie projektowania procesów obróbki plastycznej, albowiem pozwala przewidzieć możliwe kierunki łatwiejszego odkształcenia podczas obróbki plastycznej.

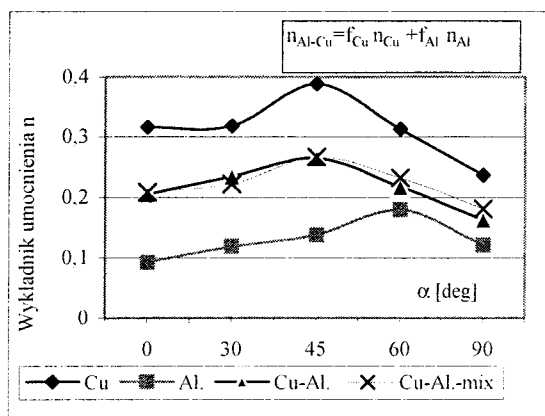
Uśrednione wartości parametrów K i n przedstawiono w tabeli 1-3 i na rysunku 5. Wartości współczynnika n są największe dla próbek z miedzi i bimetalu wyciętych z blachy pod kątem 45° względem kierunku walcowania oraz przy $\alpha = 60^\circ$ dla aluminium. Na tych kierunkach odbywa się ich intensywniejsze umacnianie. Wartości współczynnika umocnienia n wahają się w granicach 0.2-0.26 dla bimetalu, dla miedzi 0.24-0.39 i aluminium 0.09-0.18. Zauważa się silny wpływ właściwości umocnieniowych miedzi na ostateczne właściwości bimetalu; zachodzi przy tym podobieństwo kształtu charakterystyk. Zastosowanie modyfikacji w równaniu (7), poprzez zastąpienie naprężenia σ parametrem n pozwala przewidzieć teoretyczną wartość współczynnika umocnienia bimetalu. Wyznaczone w ten sposób wartości dają dużą zgodność z danymi doświadczalnymi. Ilustracją powyższych zależności jest rysunek 5. Tak dobrej zgodności nie można odnotować dla współczynnika K . Ujemne wartości współczynnika ϵ_0 z równania



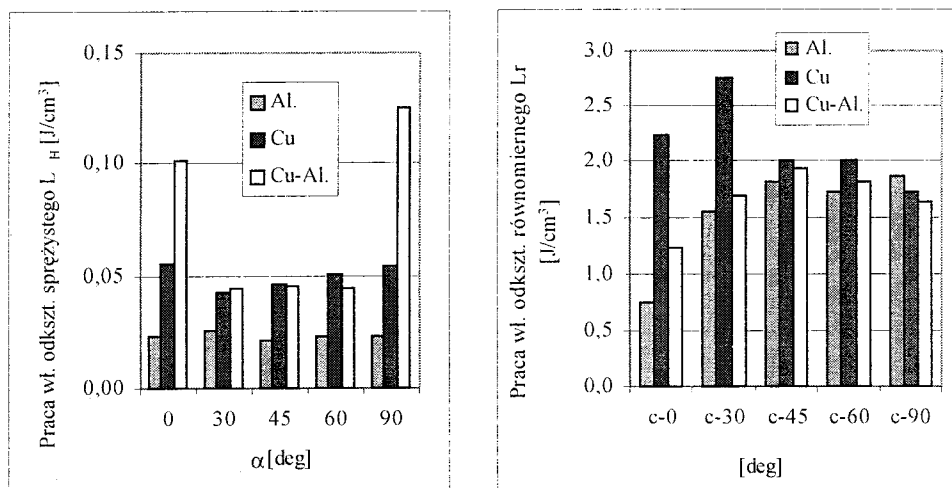
Rys. 4. Ilustracja zmienności R_m dla badanych kierunków

(5), (podane w tabelach 1-3) sugerują o długim przystanku plastyczności dla każdego z badanych materiałów (Erbel, 1981).

Z danych doświadczalnych wyznaczono pracę właściwą dla odkształcenia sprężystego L_H i całkowitego równomiernego L_r i co zilustrowano na rysunku 6. Znajomość tych parametrów pozwala na ustalenie lepszych warunków pracy dla procesów przerobczych, szczególnie w zakresie obróbki plastycznej oraz właściwy i racjonalny dobór mocy urządzeń, narzędzi.



Rys. 5. Zależność średnich wartości współczynnika od kąta α



Rys. 6. Praca właściwa odkształcenia sprężystego i równomiernego w zależności od kąta α

Energia sprężysta potrzebna do odkształcenia jednostki objętości miedzi lub aluminium jest mało zależna od kierunku orientacji próbki. W przypadku blach bimetalicznych zapotrzebowanie energetyczne na odkształcenie sprężyste jednostki

objętości dla próbek wyciętych z kierunku wzdłużnego i poprzecznego jest ponad 2-3 razy większe niż na pozostałych. Odmienne zależności obserwuje się w przypadku pracy właściwej związanej z odkształceniem równomiernym. Dla próbek bimetalicznych na kierunku $\alpha = 45^\circ$ uzyskano największą wartość pracy odkształcenia równomiernego, równą 1.93 J/cm^3 .

5. Wnioski końcowe

Analiza wyników uzyskanych z doświadczenia pozwoliła sformułować następujące wnioski o charakterze ogólnym:

- Blachy miedziane, aluminiowe i bimetaliczne wykazują anizotropię podstawowych właściwości mechanicznych w zakresie sprężystym oraz małych i dużych odkształceń plastycznych.
- Prawo mieszanin (6) i (7) zastosowane w przypadku bimetalu dla modułu Younga, naprężeń granicznych $R_{0,05}$, $R_{0,2}$ i R_m oraz współczynnika umocnienia n dało dostateczną zgodność z danymi eksperymentalnymi.
- Ze względu na anizotropię blach warstwowych, wyznaczenie ich kierunkowych właściwości mechanicznych jest niezbędne dla prawidłowego projektowania procesu technologicznego poprzez odkształcenie plastyczne.

LITERATURA

1. **ASTM E 646-00**: Standard Test Method for Tensile Strain-Hardening Exponents (n-Values) of Metallic Sheet Materials.
2. **ASTM E111-1997**: Standard Test Method for Young's Modulus, Tangent Modulus, and Chord Modulus.
3. **ASTM E8-1998**: Standard Test Methods for Tension Testing of Metallic
4. **Erbel S., Kuczyński K., Marciniak Z.** (1981): Obróbka plastyczna. PWN, Warszawa.
5. **Fernandes J.V., Rodrigues D. M., Menzes L. F., Vieira M. F.** (1998): A modified Swift law for prestrained materials. International Journal of Plasticity, Vol.14, No. 6, 537-550.
6. **Fridman Ja. B.**, (1974): Mechničeskije svojstva metalov. "Deformacija i razrušenje", Mašinostrojenje, Moskva.
7. **Gabauer W.** (2000): The determination uncertainties in tensile testing. Manual codes of practice No7. Standards Measurements & Testing Project No SMT4-CT97-2165.
8. **Khodadad Motarjemi A., Kocak M. Ventzke V.** (2002): Mechanical and fracture characterization of a bi-material steel plate. International journal of pressure vessels and piping, 79, 181-191.
9. **Materialy informacyjne.** Research Institute Impulse Processes of Belarussian State Research & Production Powder Metallurgy Concern.
10. **Miklaev P. G., Fridman I. B.** (1969). Anizotropia mechničeskich svojstv materialov. M. Metalurgija, Moskva.

11. **Parsa M. H., Yamaguchi K., Takakura N.** (2001): Redrawing analysis of aluminum–stainless-steel laminated sheet using FEM simulations and experiments, *International Journal of Mechanical Sciences*, Vol. 43, 10, 2331-2347.
12. **PN-EN 10002-1+AC1** (1998), *Metale. Próba rozciągania. Metoda badania w temperaturze otoczenia.*
13. **Ramamurty U., Zok F.W., Leckie F.A** (1996): Effects of cladding on the tensile properties of titanium matrix composites, *Materials science & engineering*, A214, 62-67.
14. **Shi-Hoon Choi, Keun-Hwan, Kyu Hwan Oh, Doung Nyung Lee** (1997): Tensile deformation behavior of stainless steel clad aluminum bilayer sheet, *Materials Science and Engineering*, A222, 158-165.

THE IDENTIFICATION OF ANISOTROPY OF MECHANICAL PROPERTIES IN THE CU-AL BILAYER SHEET

Abstract: The aim of the study was determination of influence of aluminum cladding copper process of sheets during rolling on some mechanical properties. The test bimetallic samples were cut from different directions in relation to rolling axis. The results of uniaxial tensile tests were used to analyze mechanical parameters and to compare them to respond for every component. The anisotropy was shown for the analyzed properties of bimetal and its components. The strong influence of deformation processes on properties of material, in the technological process of shape forming, was observed. The law of mixtures for preliminary opinion of studied phenomena was used. The tested sheets of metals marked the strong anisotropy of mechanical properties in the elastic and plastic state as a result of cold work during rolling process.

Pracę wykonano w ramach projektu badawczego nr W/WM/14/02 finansowanego przez Komitet Badań Naukowych.