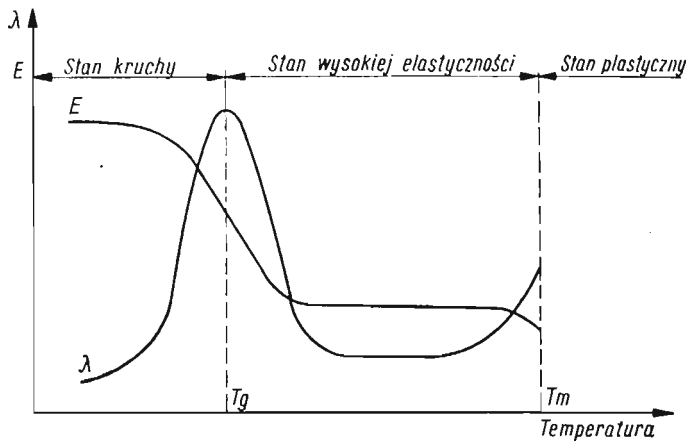


DYNAMICZNE BADANIA WŁASNOŚCI MECHANICZNYCH POLIAMIDU TARLON X-A

STANISŁAW MAZURKIEWICZ (KRAKÓW)

1. Wstęp

Własności mechaniczne tworzyw sztucznych zależą w istotny sposób od temperatury i czasu. W zależności od temperatury tworzywo może znajdować się w stanie szklanym, wysokoelastycznym lub lepkoplastycznym. W stanie szklanym tworzywa występują w niskich temperaturach. W stanie wysokoelastycznym występują wyraźne efekty reologiczne, co jest wynikiem znacznej giętkości łańcucha cząsteczki. Temperatura rozgraniczająca oba stany, oznaczona jako T_g , nie jest stałą fizyczną, lecz zależy od szybkości działania bodźców zewnętrznych. W strefie przejścia ze stanu szklanego w stan wysokoelastyczny

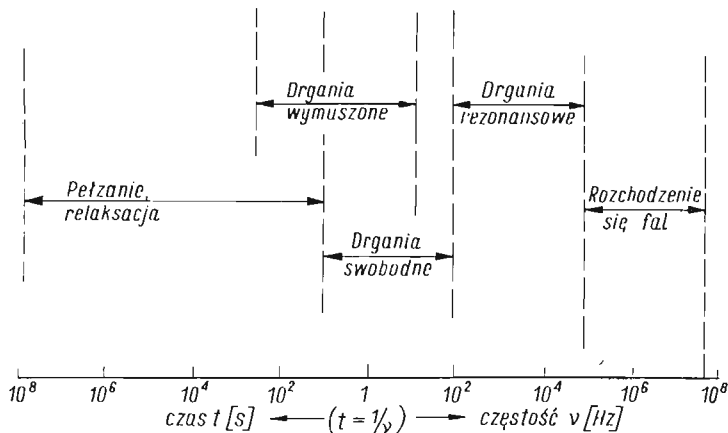


Rys. 1. Stany fizyczne tworzywa: E — moduł sprężystości, λ — logarytmiczny dekrement drgań

występuje maksimum tłumienia oraz duży spadek modułu sprężystości (rys. 1). W stanie lepkoplastycznym występują odkształcenia nieodwracalne, wywołane trwałymi przemieszczeniami cząsteczek.

Zespolony moduł sprężystości tworzywa zależy nie tylko od temperatury, lecz również od czasu trwania przyłożonego obciążenia. W celu określenia zależności modułu sprężystości od czasu, stosuje się szereg metod, które schematycznie przedstawia rys. 2 [5].

Skala czasu pomiarów pełzania i relaksacji ograniczona jest od strony krótkich czasów na skutek efektów bezwładności, jak również na skutek niemożliwości uzyskania istotnie chwilowego przyłożenia naprężeń czy odkształceń. W celu uzyskania informacji o własnościach mechanicznych tworzywa dla krótkich czasów, przeprowadzamy badania przy



Rys. 2. Metody mechaniczne pomiaru modułu sprężystości i tłumienia na logarytmicznej osi czasu

obciążeniach okresowo-zmiennych. Naprężenia zmieniamy zazwyczaj sinusoidalnie z częstotliwością ν cykli na sekundę. W doświadczeniach tych zarówno odkształcenie, jak i naprężenie jest sinusoidalną funkcją czasu

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t, \quad \sigma = \sigma_0 \sin(\omega t + \delta) = \varepsilon_0 [E' \sin \omega t + E'' \cos \omega t],$$

gdzie ω — kołowa częstość drgań, $\omega = 2\pi\nu$, δ — fazowy kąt między naprężeniem i odkształceniem, E' i E'' — składowa rzeczywista i składowa urojona zespolonego modułu sprężystości.

Miarą dysypowanej energii może być tzw. tangens kąta stratności $\operatorname{tg} \delta = E''/E'$.

2. Badane tworzywo

Badania przeprowadzono na poliamidzie produkcji krajowej Tarlon X-A. Poliamidy należą do grupy tworzyw termoplastycznych, liniowo spolimeryzowanych, o ciężarze cząsteczkowym 25 ÷ 30 tysięcy. Struktura poliamidów jest częściowo krystaliczna o stopniu krystaliczności dochodzącym do 50%. Własności poliamidów uzależnione są od silnego oddziaływania międzycząsteczkowego (wiązania wodorowe, oddziaływanie dipolowe), które w znacznym stopniu wpływają na tendencję do krystalizacji, oraz od giętkości łańcucha cząsteczki.

Cechą ogólną wszystkich poliamidów jest to, że zawierają one w makrocząsteczce ugrupowania amidowe —CO—NH—. Występują dwa, o dwóch różnych barierach rotacji wiązania łańcucha: wiązania C—C o niskiej barierze rotacji oraz wiązania C—N, działające usztywniająco na łańcuch poliamidu. Niektóre własności fizyczne Tarlonu X-A przedstawia tablica 1.

Tablica 1

Rodzaj badania	Jednostka miary	Tarlon X-A
Wytrzymałość na zginanie	kG/cm ²	1100
Udarność z karbem	cm kG/cm ²	25
Wytrzymałość na rozciąganie	kG/cm ²	700
Wydłużenie przy zerwaniu	%	120
Wytrzymałość na ściskanie	kG/cm ²	1000
Twardość wg Brinella	kG/cm ²	16
Odporność cieplna wg Martensa	°C	48
Odporność cieplna wg Vicata	°C	180
Ciężar właściwy	g/cm ³	1,11
Ciepło właściwe	cal/°C.g	0,5
Zawartość wilgoci	%	0,5

3. Drgania swobodne giętne z zawieszoną masą

Metoda ta, stosunkowo prosta z punktu widzenia przygotowania aparatury, jest szeroko rozpowszechniona. Daje ona zadowalające rezultaty dla $\text{tg } \delta < 0,3$ [5]. Odpowiednie wyrażenia na moduł zachowawczy, moduł stratności i tangens kąta stratności mają postać [5]:

$$(3.1) \quad E' = \left(\omega^2 \frac{m}{b} \right) \left(1 + \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \right),$$

$$(3.2) \quad E'' = \left(\omega^2 \frac{m}{b} \right) \frac{\lambda}{\pi},$$

$$(3.3) \quad \text{tg } \delta \approx \frac{\lambda}{\pi},$$

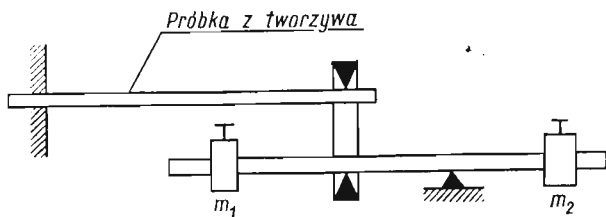
gdzie λ — logarytmiczny dekrement drgań, m — masa zawieszona na próbce, b — współczynnik kształtu, zależny od szczegółów urządzenia.

Dla belki o przekroju prostokątnym zamocowanej jednym końcem $b = cd^3/4L^3$, przy czym c — szerokość, d — grubość, L — długość.

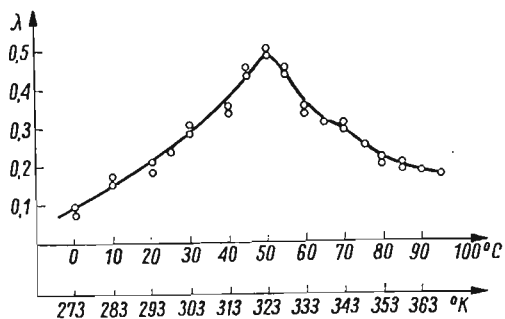
Do badań użyto próbek płaskich o wymiarach nominalnych $120 \times 15 \times 5$ mm, wykonanych na wtryskarce. Pomiarów dokonywano przy pomocy tensometru elektrooporowego naklejonego na próbkę.

W celu uzyskania określonej temperatury cały przyrząd umieszczono w komorze grzewczej. Dla uzyskania zmiany częstości drgań własnych zastosowano urządzenie, którego schemat przedstawia rys. 3. W urządzeniu tym zmieniając odległości mas m_1 i m_2 można uzyskać różne wartości masy, zredukowanej do swobodnego końca próbki.

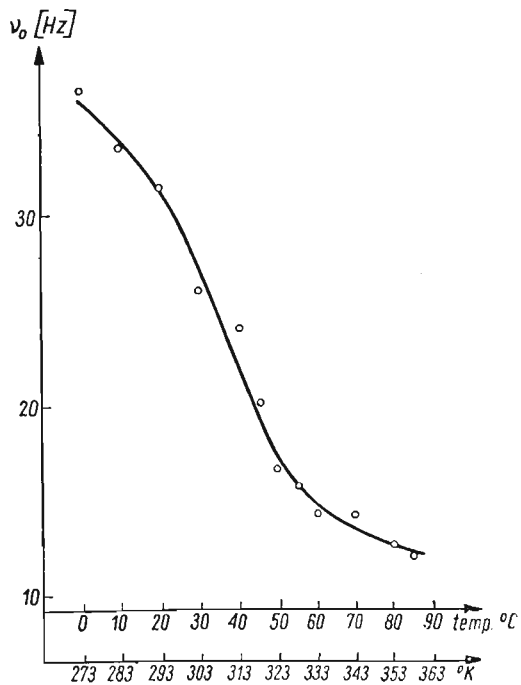
Na podstawie otrzymanych wyników pomiarów sporządzono wykres zależności logarytmicznego dekrementu drgań od temperatury (rys. 4) oraz odpowiadający mu, przy



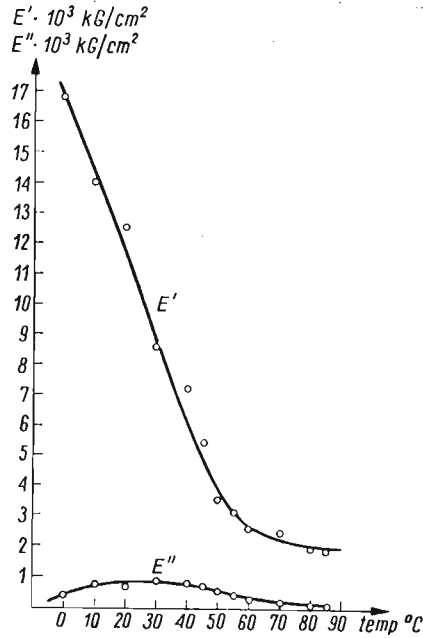
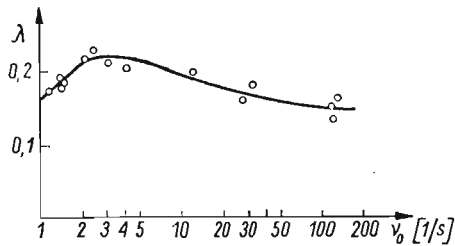
Rys. 3. Schemat urządzenia służącego do zmiany częstości drgań własnych



Rys. 4. Zmiana logarytmicznego dekrementu drgań λ z temperaturą



Rys. 5. Zmiana częstości drgań własnych ν z temperaturą

Rys. 6. Zmiana modulu E' i E'' z temperaturą

Rys. 7. Zmiana dekrementu drgań w funkcji częstotliwości dla temperatury 20°C

stałej m , wykres zmiany częstotliwości drgań własnych ze zmianą temperatury (rys. 5). Obliczone z pomiarów według wzorów (3.1) i (3.2) wartości modułu rzeczywistego E' oraz modułu urojonego E'' — dla różnych temperatur przedstawia rys. 6. Dla temperatury 20°C sporządzono w układzie półlogarytmicznym wykres zmiany logarytmicznego dekrementu drgań w funkcji częstotliwości drgań własnych (rys. 7).

4. Drgania rezonansowe

Przy częstotliwości rezonansowej ω_0 znika składnik urojony i siła jest w fazie z prędkością. Przy założeniu $E'' \ll E'$ [6] mamy

$$(4.1) \quad E' = \omega_0^2 \frac{m}{b},$$

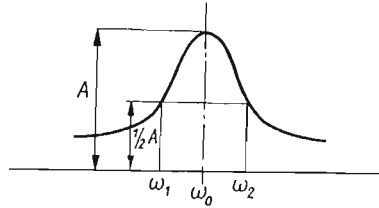
gdzie b — współczynnik kształtu, wynoszący w przypadku rozciągania A/L , A — przekrój poprzeczny próbki, L — długość próbki.

Natomiast

$$(4.2) \quad E'' = E' \frac{\Delta\omega}{\omega_0 \sqrt{3}},$$

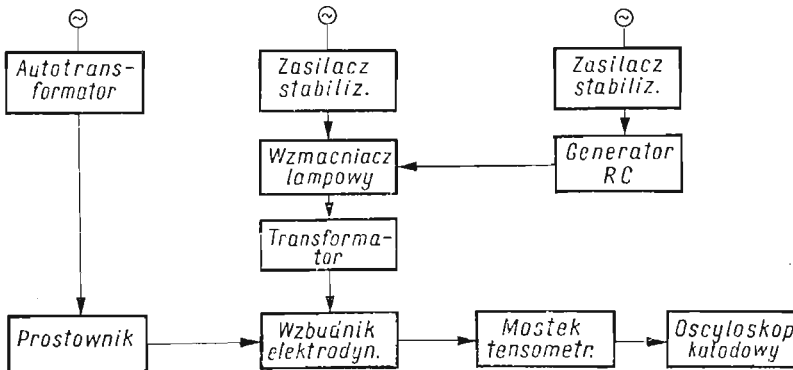
gdzie $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ (por. rys. 8).

Do pomiaru drgań zastosowano urządzenie, którego schemat blokowy przedstawia rys. 9. W układzie tym generator RC zasilany jest prądem z sieci. Stałe napięcie zasilania



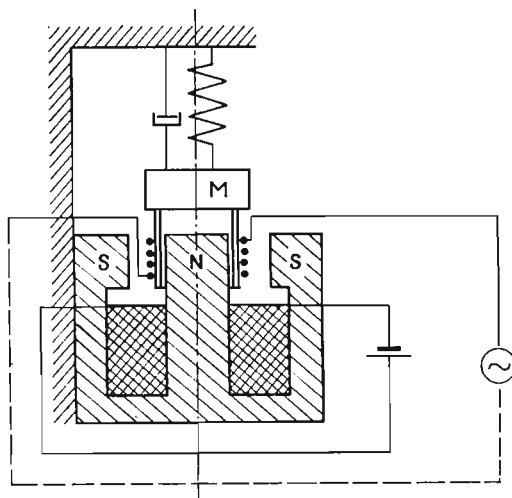
Rys. 8. Schemat krzywej rezonansu

uzyskiwane jest za pomocą stabilizatora napięcia. Generator wytwarza sinusoidalne impulsy elektryczne o żądanej częstotliwości. Impulsy te wzmacniane są przez zbudowany specjalnie do badań wzmacniacz lampowy, a następnie poprzez transformator dopasowujący doprowadzane są do cewki wzbudnika elektrodynamicznego. Cewka znajduje się w stałym polu magnetycznym, uzyskiwanym za pomocą uzwojenia stojana wzbudnika,

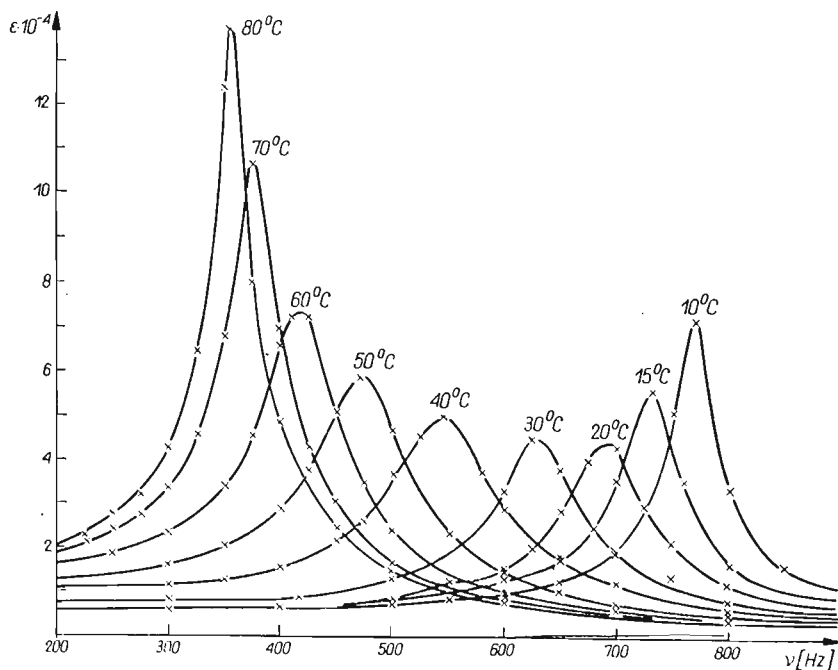


Rys. 9. Schemat blokowy urządzenia do pomiaru drgań metodą rezonansu

do którego w tym celu doprowadzany jest prąd z sieci poprzez prostowniki diodowe, w układzie Gretza. Cewka przymocowana jest do próbki. Próbka drugim końcem utwierdzona jest do sztywnego korpusu. Odształcenia próbki mierzono tensometrem elektrooporowym naklejonym na niej, pracującym w skompensowanym układzie mostka Wheatstone'a, przy zastosowaniu wzmacniacza firmy CHEMITER. Przebiegi rejestrowano za pomocą oscyloskopu katodowego OK-11. Cechowania dokonywano za pomocą urządzenia kali-

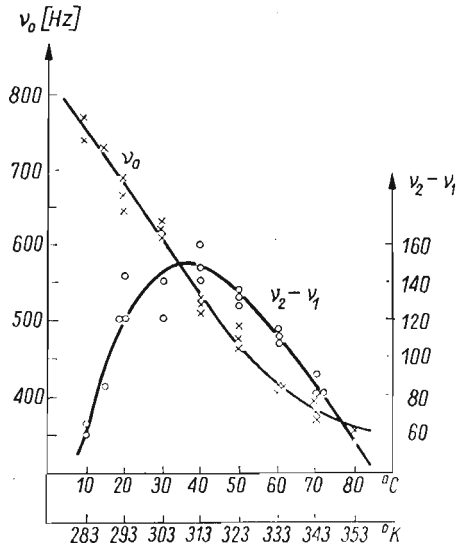


Rys. 10. Schemat wzбудnika elektrodynamicznego

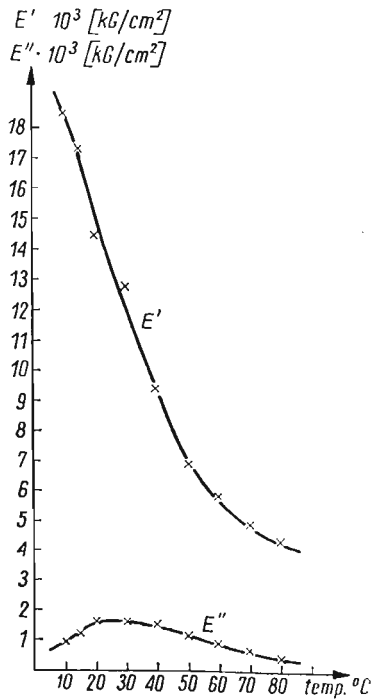


Rys. 11. Krzywe rezonansu dla różnych temperatur

brującego wbudowanego we wzmacniacz. Wzбудnik elektrodynamiczny wraz z próbką umieszczony był w komorze grzewczej, z kontrolowaną temperaturą pomiaru. Schemat wzбудnika elektrodynamicznego przedstawia rys. 10.

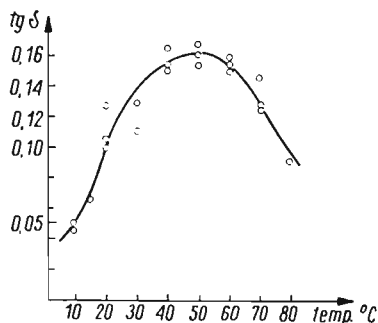


Rys. 12. Zależność częstotliwości rezonansowej ν_0 oraz różnicy $\nu_2 - \nu_1$ od temperatury



Rys. 13. Zmiana modułu E' i E'' z temperaturą

Próbki o kształcie rurowym średnicy zewnętrznej 20 mm, wewnętrznej 18 mm i długości 70 mm wykonano na wtryskarce. Sposób wtrysku («od czoła») podyktowany był tym, aby wyeliminować powstawanie niejednorodności próbki na obwodzie. Wykonanie próbek przez wtrysk ma szereg zalet w porównaniu z wykonaniem przez obróbkę skra-



Rys. 14. Zmiana $\text{tg } \delta$ z temperaturą

waniem (duża gładkość), wadą natomiast jest tworzenie się na powierzchni próbki cienkiej warstwy alifatycznej (na ogół poniżej 0,1 mm [12]) o strukturze odmiennej niż wewnątrz materiału.

Przy ustalonym napięciu zasilania generatora, zmieniając częstość drgań generatora, doprowadzono do rezonansu układu drgającego, tj. próbki z podwieszoną cewką. Na ekranie oscyloskopu odczytywano amplitudy odkształceń w obszarze rezonansu. Pomiarów dokonywano dla temperatur od 10°C do 80°C. Krzywe rezonansu dla jednej z badanych próbek przedstawia rys. 11.

Na podstawie otrzymanych pomiarów sporządzono wykresy zmiany z temperaturą: częstości rezonansowej (rys. 12), dynamicznego modułu sprężystości [E' i E''] obliczone wg wzorów (4.1), (4.2)] (rys. 13), oraz tangensa kąta stratności (rys. 14). Pomiarzy przeprowadzono przy stałej masie m zawieszonyj na próbce.

5. Wnioski

Z pomiarów metodą drgań swobodnych wynika, że badane tworzywo wykazuje maksimum tłumienia zarówno dla określonej częstości (przy stałej temperaturze) jak i temperatury (dla badanego zakresu częstości). Maksimum tłumienia występuje przy temperaturze ok. 50°C. ALBRECHT [1] tłumaczy występowanie tego maksimum dla poliamidów ruchami cząsteczkowymi, które związane są z przejściem tworzywa w stan szklisty.

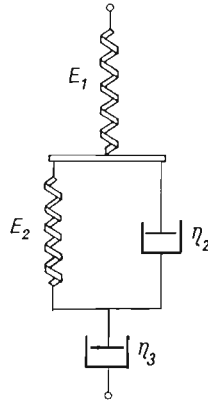
Wpływ częstości drgań na zmianę tłumienia w materiałach wykazujących własności reologiczne był przedmiotem szeregu badań doświadczalnych. W niektórych doświadczeniach, np. [4, 7], stwierdzono wzrost dekrementu drgań z częstością, w innych np. [3] nie stwierdzono jego zmiany. Teoretyczną stroną tego zagadnienia zajmował się ZENER [13]. Uogólnieniem wyników badań doświadczalnych zajmował się OSIŃSKI [10]. W większości przeprowadzonych doświadczeń zakres stosowanych częstości był mały tak, że otrzymywano tylko wycinek pełnego widma tłumienia.

Interpretację wyników otrzymanych w doświadczeniu przeprowadzimy w oparciu o czteroparametrowy model Burgersa (rys. 15). Przy występowaniu sinusoidalnego naprężenia $\sigma = \sigma_0 \cos \omega t$ z częstotnością ω , odkształcenie próbki opisane będzie następującym równaniem [2]:

$$(5.1) \quad \varepsilon_{(t)} = \sigma_0 \left[\frac{1}{E_1} \cos \omega t + \frac{\sin(\omega t - \delta)}{\sqrt{\omega^2 \eta_2^2 + E_2^2}} + \frac{1}{\omega \eta_3} \sin \omega t \right],$$

gdzie $\delta = \text{tg}^{-1}(-E_2/\omega \eta_2)$.

Pierwszy człon wyrażenia charakteryzuje natychmiastową sprężystą deformację będącą w fazie z naprężeniem. Drugi człon odpowiada opóźnionej sprężystości deformacji, przesuniętej w fazie o kąt δ . Trzeci człon odpowiada lepkiemu płynięciu, które przesunięte jest



Rys. 15. Model reologiczny Burgersa

w fazie względem naprężenia o kąt $\pi/2$. Natychmiastowa sprężysta deformacja nie jest związana ze stratą energii. Lepkie płynięcie związane jest z ciągłą dysypacją energii zamienianej na ciepło. Natomiast wartość rozproszonej energii przez człon reprezentujący opóźnioną sprężystą deformację wyraźnie zależy od częstotliwości, określającej wartość kąta przesunięcia fazowego δ , jak również od amplitudy deformacji. Ponieważ deformacje w opisywanym doświadczeniu były małe, zajmiemy się w dalszym ciągu jedynie analizą wpływu częstotliwości ω na wartość dysypowanej energii. W przypadku granicznie małych częstotliwości, kąt przesunięcia fazowego będzie zbliżał się do wartości $-\pi/2$ i człon opisujący spóźnioną sprężystą deformację będzie w fazie z naprężeniem. Przy bardzo wysokich częstotliwościach kąt δ będzie się zbliżał do wartości 0. W miarę wzrostu częstotliwości, gdy $1/\omega$ będzie osiągać wartość odpowiadającą czasowi retardacji τ_2 kąt przesunięcia fazowego będzie miał wartość pośrednią w porównaniu z omawianymi powyżej przypadkami granicznymi. Dla tych częstotliwości obserwujemy maksimum dysypacji energii.

Na ogół dla twardych polimerów, gdy lepkość η_3 jest duża, człon opisujący lepkie płynięcie można pominąć. Wówczas równanie (5.1) można przedstawić w innej postaci:

$$(5.2) \quad \varepsilon_{(t)} = \sigma_0 \left[\frac{1}{E'} \cos \omega t + \frac{1}{E''} \sin \omega t \right],$$

gdzie E' rzeczywista, a E'' urojona składowa zespolonego modułu sprężystości.

Dla rozpatrywanego modelu wyrażają się one wzorami

$$\frac{1}{E'} = \frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2(\omega^2 \tau^2 + 1)}; \quad \frac{1}{E''} = \frac{\omega \tau}{E_2(\omega^2 \tau^2 + 1)}.$$

Dla niskich częstości materiał zachowuje się jak ciało sprężyste o module sprężystości: $1/E = 1/E_1 + 1/E_2$, zaś dla wysokich częstości — jak ciało o module równym E_1 .

Z pomiarów wynika (rys. 7), że maksimum (lokalne) widma czasu opóźnienia występuje dla $t = 1/3$ sek.

Wyniki otrzymane przy zastosowaniu opisanej metody drgań swobodnych giętnych wymagają pewnego krytycznego omówienia. Wiadomo bowiem, że za miarę dysypacji można uważać logarytmiczny dekrement drgań, o ile układ drgający jest dokładnie odizolowany od upływu energii na zewnątrz. Zamocowanie próbki jednym końcem takiego zabezpieczenia nie daje. Występuje bowiem wówczas tzw. tarcie konstrukcyjne, które jest sumą tarcia wewnętrznego układu oraz tarcia coulombowskiego, wynikającego ze ślizgania się po sobie warstwy powierzchniowej próbki i elementu mocującego. KIMBALL i LOVELL [8] dowiedli, że dla większości materiałów tarcie konstrukcyjne jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy drgań i nie zależy od częstości drgań. Badaniem wpływu zamocowania na drgania układu o jednym stopniu swobody zajmowali się także BOGUSZ i GIERGIEL [3]. W badaniach tych stwierdzono, że wpływ tarcia suchego rośnie ze wzrostem amplitudy drgań. Stwierdzono istnienie docisku krytycznego, po przekroczeniu którego tarcie suche maleje. Drugim czynnikiem utrudniającą ilościową analizę otrzymanych wyników jest niejednorodny stan naprężeń wzdłuż próbki oraz wzdłuż przekroju poprzecznego próbki. Jeżeli znana byłaby zależność tarcia wewnętrznego od naprężenia, to, jak wykazał PANOWKO [11], można obliczyć ilość dysypowanej energii na jednostkę objętości materiału również dla przypadku niejednorodnego stanu naprężenia w badanej próbce.

Tak więc otrzymane z powyższych pomiarów zależności dekrementu drgań od częstości i temperatury są obarczone błędem wynikającym z wpływu tarcia konstrukcyjnego na wyniki pomiarów. Niemniej dzięki zastosowaniu metody drgań swobodnych można wyciągnąć szereg ważnych wniosków odnośnie własności badanego tworzywa:

a) wartość dekrementu drgań mierzona w temperaturze 20°C osiąga maksimum dla czasów $t = 1/3$ sek. Wskazuje to na występowanie w badanym tworzywie czasów opóźnienia rzędu 10^{-1} sek,

b) ze wzrostem temperatury wartość dekrementu drgań rośnie, osiągając maksimum dla temperatury ok. 50°C , dalszy wzrost temperatury powoduje ponowny spadek dekrementu drgań. Taki charakter zmian tłumienia wskazuje, że w temperaturze w ok. 50°C występuje przejście tworzywa ze strefy stanu kruchego do strefy stanu wysokiej elastyczności,

c) moduł sprężystości maleje wraz ze wzrostem temperatury, przy czym urojona składowa część zespolonego modułu sprężystości osiąga maksimum w temperaturze ok. 30°C .

Z badań metodą rezonansu wynika, że wraz ze wzrostem temperatury wartość częstości rezonansowej maleje, natomiast wartości amplitud drgań rezonansowych wykazują minimum w temperaturze $20 \div 30^\circ\text{C}$ (rys. 11). Zmienia się również kształt krzywych rezonansu. Na rys. 12 zestawiono otrzymane wartości różnicy częstotliwości $\nu_2 - \nu_1$, przy których

wartość amplitudy osiąga 1/2 wartości amplitudy rezonansowej, dla różnych temperatur pomiaru. Jak wynika z tego rysunku, najbardziej «płaskie» krzywe rezonansowe występują w temperaturze ok. 40°C. Charakter tych zmian uwidacznia się na wykresach E' i E'' oraz $\operatorname{tg} \delta$ (rys. 13 i 14). Wartość składowej rzeczywistej zespolonego modułu sprężystości maleje szybko ze wzrostem temperatury, natomiast składowa urojona zespolonego modułu sprężystości osiąga maksimum dla temperatury ok. 30°C (rys. 13). Również tangens kąta stratności osiąga maksimum w temperaturze ok. 50°C (rys. 14).

Ponieważ $\operatorname{tg} \delta = \lambda/\pi$, gdzie λ — logarytmiczny dekrement drgań, zatem otrzymana na rys. 14 zależność $\operatorname{tg} \delta$ od temperatury jest równocześnie obrazem zmian z temperaturą logarytmicznego dekrementu drgań. Porównując tę zależność z rys. 4, na którym przedstawiono analogiczną zależność otrzymaną dla drgań swobodnych, przy częstościach o jeden rząd niższych niż zastosowanych w metodzie rezonansowej, wynika, że wzrost częstości drgań o jeden rząd wartości nie powoduje jeszcze żadnej wyraźnej zmiany wartości temperatury T_g — rozgraniczającej strefy stanu kruchego i stanu wysokiej elastyczności badanego tworzywa.

Również wartości logarytmicznego dekrementu drgań dla poszczególnych temperatur, wyznaczone w obu doświadczeniach, nie wykazują wyraźnej różnicy. Zwrócić natomiast należy uwagę, że obie krzywe (na rys. 4 i na rys. 14) różnią się kształtem w okolicy strefy przejścia (temp. 50°C). Dla drgań swobodnych (niskie częstości) temperatura przejścia zaznacza się wyraźnym wzrostem tłumienia, natomiast dla drgań rezonansowych zmiana tłumienia z temperaturą w tej strefie przebiega znacznie łagodniej. Można by z tego wyciągnąć wniosek, że dla wyższych częstości przejście tworzywa ze stanu kruchego w stan wysokiej elastyczności odbywa się w sposób ciągły w szerszym zakresie temperatur, niż to ma miejsce dla niskich częstości.

Literatura cytowana w tekście

1. W. ALBRECHT i in., *Poliamidy*, WNT, 1964.
2. T. Jr. ALFREY, *Mechanical behaviour of high polymers*, New York-London 1948.
3. W. BOGUSZ, J. GIERGIEL, *Wpływ rodzaju zamocowania na drgania układu o jednym stopniu swobody*, Mat. Ogólnopolskiego Sympozjum Drgań Nieliniowych, Poznań 1965.
4. В. В. ХИЛЬЧЕВСКИЙ, И. М. ШЕМЕГАН, *Влияние пластмассового покрытия на затухание свободных колебаний стержней*, Вестник машиностроения, № 9, 1965.
5. Р. ХОУВИНК, А. СТАВЕРСМАН, *Химия и технология полимеров*, Москва 1965.
6. J. D. FERRY, *Viscoelastic properties of polymers*, New York 1961.
7. П. И. ГАЛКА, А. А. БОУНДАРЕНКОВ, *Про диссипативны властивости пластмасс*, АН СССР, Прикладная Механика, т. 7, вып. 4.
8. A. J. KIMBALL, D. E. LOVELL, *Internal friction in solids*, Physical Review, 1927.
9. S. MAZURKIEWICZ, A. PIĄTKOWSKI, *Możliwości zastosowania poliamidów jako surowca do wyrobów połączeń śrubowych*, Czas. Techn., Nr 12 (1965).
10. Z. OSIŃSKI, *Próba nieliniowego przedstawienia zjawisk tarcia wewnętrznego i relaksacji*, PW, Warszawa 1961.
11. И. Г. ПАНОВКО, *Внутреннее трение при колебании упругих систем*, Москва 1960.
12. A. PETRYKOWSKI, *Elementy maszyn z poliamidów*, Przegląd Mechaniczny, 15 (1959).
13. C. ZENER, *Elasticity and anelasticity of metals*, Chicago 1948.

Резюме

ДИНАМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИАМИДА
ТАРЛОН X-A

В статье представлены результаты исследования механических свойств полиамида Тарлон X-A отечественного производства. Испытания велись по методу свободных и резонансных колебаний. Составлены графики иллюстрирующие изменение модуля упругости и декремента колебаний этого материала в зависимости от изменения температуры, а также график зависимости декремента колебаний от частоты при температуре 20°C. Анализ результатов испытаний проводился на основе четырехпараметровой реологической модели Бюргерса.

Summary

DYNAMIC INVESTIGATION OF MECHANICAL PROPERTIES OF POLYAMIDE TARLON X-A

Mechanical properties of polyamide Tarlon X-A (produced in Poland) are investigated applying the methods of free and resonance vibrations. The plots included in the paper present the modulus of elasticity and the decrement of vibrations versus temperature as well as the same decrement versus frequency for the constant temperature 20°C. The results obtained are interpreted on the basis of the rheological Burgers model with four parameters.

KATEDRA MECHANIKI TECHNICZNEJ
POLITECHNIKI KRAKOWSKIEJ

Praca została złożona w Redakcji dnia 3 maja 1968 r.
