

WPŁYW NAPROMIENIOWANIA I TEMPERATURY NA WŁAŚCIWOŚCI REOLOGICZNE POLIETYLENU

JACEK GARBARSKI

Politechnika Warszawska

1. Wstęp

Podjęmowane dotychczas próby opisu zachowania się materiału lepkosprężystego przy określonym oddziaływaniu mechanicznym zmierzają do ustalenia ogólnego związku między naprężeniami i odkształceniami oraz ich pochodnymi. Znalezienie takiego związku, zwanego równaniem stanu, następuje pewne trudności. Znane są [1] liniowe lub nieliniowe opisy poszczególnych procesów, jednak ograniczają się one tylko do jednego procesu i nie pozwalają na wyznaczenie równania stanu. Znane przykłady nieliniowych równań stanu [2] nie zawsze pozwalają na obliczenie przewidywanego zachowania się materiału przy dowolnym działającym naprężeniu lub odkształceniu.

Liniowemu różniczkowemu równaniu stanu odpowiadają liniowe modele lepkosprężystości będące kombinacją elementów liniowo lepkich i liniowo sprężystych. Stosowanie modeli lepkosprężystości do opisu zachowania się materiału jest w wielu pracach krytykowane. Spotykana zazwyczaj argumentacja przemawiająca przeciwko stosowaniu tych modeli można streścić następująco. Modele lepkosprężystości symulują jedynie pod względem jakościowym zachowanie się materiału [3,4] i nie mogą służyć do opisu ilościowego. Przyczyną tego jest fakt dużej rozbieżności krzywych eksperymentalnych pełzania lub relaksacji z krzywymi analitycznymi będącymi symulacją tych procesów przy pomocy prostych modeli. Natomiast rozbudowywanie modeli w celu zwiększenia dokładności aproksymacji powoduje znaczne komplikacje matematyczne, gdyż każdy nieredukujący się element lepki w modelu podnosi rząd równania stanu o jeden. Dlatego w celu uzyskania dokładnego opisu zachowania się materiału stosuje się tzw. zapis całkowity, tzn. zakłada się, że model reologiczny składa się z nieskończenie wielkiej liczby elementów, rezygnuje się ze stosowania równania stanu, a zamiast niego używa się funkcji lepkosprężystości, jak np. widma czasów relaksacji i retardacji oraz funkcji pełzania i relaksacji. Celem niniejszej pracy było wykazanie, że mechaniczne modele lepkosprężystości, mimo że nie posiadają waloru pełnej uniwersalności, są w określonych przypadkach dogodnym sposobem symulacji zachowania się materiału również pod względem ilościowym. Zastosowano w niej liniowe różniczkowe równanie stanu oraz odpowiadające mu modele reologiczne dla opisu zachowania się polietylenu wysokociśnieniowego.

Uzyskano dobrą zbieżność krzywych eksperymentalnych zarówno dla wyjściowego procesu reologicznego, którym była próba pełzania, jak również dla procesu weryfikującego, którym było wielostopniowe rozciąganie ze stałą prędkością.

W niniejszej pracy wyliczono również parametry modeli reologicznych oraz parametry równania stanu dla polietylenu, który poddany był obróbce radiacyjnej w celu poprawienia jego własności. Prowadząc następnie badania reologiczne w różnych temperaturach uzyskano zależność parametrów równania stanu oraz parametrów modeli od temperatury i pochłoniętej dawki promieniowania.

2. Opis matematyczny zachowania się materiału lepko-sprężystego

Rozwiązując równanie stanu o ogólnej postaci

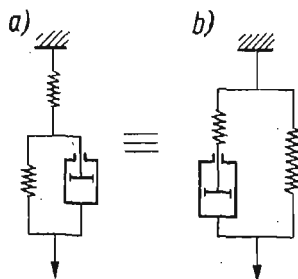
$$\sum_{i=0}^n a_i \frac{d^i \sigma}{dt^i} = \sum_{j=0}^m b_j \frac{d^j \varepsilon}{dt^j} \quad (1)$$

dla szczególnego przypadku obciążenia lub odkształcenia otrzyma się równanie procesu który można zrealizować eksperymentalnie. Procesem tym może być na przykład próba pełzania lub próby cyklicznego obciążenia. Do znalezienia równania stanu konkretnego materiału prowadzą dwa etapy:

- 1) wybranie odpowiedniego modelu.
- 2) znalezienie liczbowych wartości jego parametrów, czyli tzw. identyfikacji modelu.

Wybierając model należy rozważyć, jaki proces reologiczny ma być punktem wyjścia dla znalezienia równania stanu. Istnieje bowiem zasada równoważności modeli [3], dzięki której różne typy modeli dają takie samo różniczkowe równanie stanu. Z zasady tej wynikają wskazówki dotyczące doboru typu modelu do procesu, który ma być tym modelem symulowany. Wskazówki te można sformułować następująco:

— jeśli w procesie reologicznym mierzone jest odkształcenie $\varepsilon(t)$, a naprężenie $\sigma(t)$ jest wielkością zadaną (np. próba pełzania), to wygodniej jest stosować model o szeregowym połączeniu modeli podstawowych¹⁾ (rys. 1a), jeśli natomiast naprężenie $\sigma(t)$ jest mierzone, a odkształcenie $\varepsilon(t)$ jest wielkością zadaną (np. próba relaksacji, rozciągania statycznego, niektóre przypadki badań cyklicznych), to korzystniej jest stosować model o równoległym połączeniu modeli podstawowych (rys. 1b).



Rys. 1. Modele równoważne.

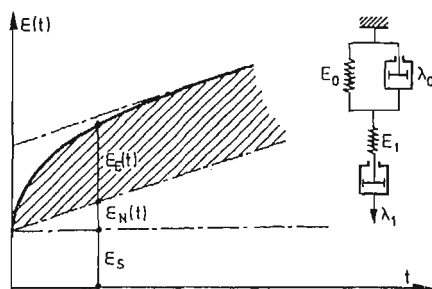
¹⁾ Pod pojęciem „model podstawowy” rozumie się element sprężysty, element lepki oraz model Kelvina-Voigta i model Maxwella.

Modele przedstawione przykładowo na rys. 1 są równoważne, tzn. należą do tej samej klasy i są reprezentowane takim samym równaniem stanu:

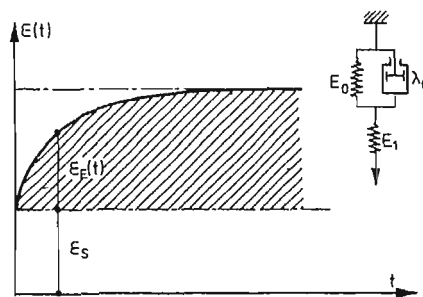
$$a_1 \dot{\sigma} + a_0 \sigma = b_1 \dot{\epsilon} + b_0 \epsilon \quad (2)$$

Stosowanie się do podanych wskazówek wynikających z zasady równoważności modeli pozwala na znalezienie równania procesu reologicznego bez wykonywania samego rozwiązywania równania stanu, co dla bardziej złożonych modeli jest bardzo żmudną operacją algebraiczną. Ułożenie zaś równania stanu nie nastręcza trudności.

W niniejszej pracy do wyznaczenia parametrów równania stanu wykorzystano próbę pełzania, która jest stosunkowo łatwa w realizacji i w interpretacji wyników. W przypadku pełzania, dla modelu liniowego odkształcenie całkowite jest superpozycją odkształceń: sprężystego natychmiastowego ϵ_s , stałego w czasie, płynięcia newtonowskiego $\epsilon_N(t)$ narastającego liniowo w czasie oraz odkształcenia sprężystego opóźnionego $\epsilon_E(t)$ narasta-



Rys. 2. Krzywa pełzania i model reologiczny dla ciał z płynięciem newtonowskim.



Rys. 3. Krzywa pełzania i model reologiczny dla ciał bez płynięcia newtonowskiego.

jącego nieliniowo w czasie, przy czym istnieje grupa materiałów nie wykazująca składowej newtonowskiej $\epsilon_N(t)$. Odpowiednie krzywe pełzania i odpowiadające im modele dla ciał wykazujących i nie wykazujących składowej newtonowskiej przedstawiają rys. 2 i 3.

Sprężyna E_1 symuluje odkształcenia sprężyste natychmiastowe, tłumik λ_1 — płynięcie newtonowskie, natomiast dwuelementowy model Kelvina-Voigta — odkształcenia sprężyste opóźnione.

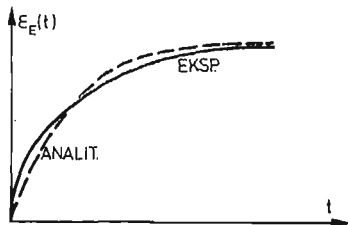
Ponieważ pełzanie jest procesem reologicznym, w którym mierzone jest odkształcenie $\epsilon(t)$, a naprężenie jest wielkością zadaną, dlatego zastosowano modele o szeregowym połączeniu elementów podstawowych.

W obu modelach przedstawionych na rys. 2 i 3 dwuelementowy model podstawowy (Kelvina-Voigta) symulujący odkształcenia sprężyste opóźnione daje, w przypadku pełzania, rozwiązanie w postaci funkcji wykładniczej rosnącej. Natomiast krzywe pełzania rzeczywistych materiałów pomimo zewnętrznego podobieństwa do krzywej wykładniczej nie mają zgodnego z nią przebiegu. Charakter rozbieżności pomiędzy krzywą eksperymentalną a symulowaną modelem dla większości tworzyw wielkocząsteczkowych pokazuje rys. 4.

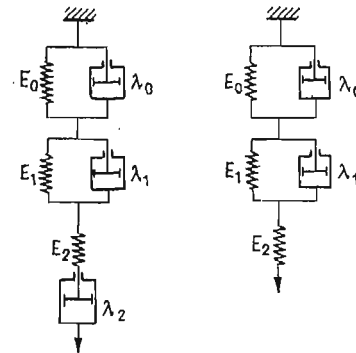
Można to uzasadnić tym, że rzeczywisty materiał charakteryzowany jest widmem czasów retardacji [5, 6], model zaś dwuelementowy odpowiada jednemu takiemu czasowi.

Dokładną aproksymację krzywej eksperymentalnej można uzyskać przez szeregowe połączenie dużej ilości takich modeli, jednak wówczas rząd równania stanu staje się bardzo wysoki. Otrzymuje się wtedy bardzo dokładną aproksymację samego procesu, jednak bez możliwości praktycznego przejścia do równania stanu.

Wydaje się, że dodanie do istniejących modeli (Thomsona-Philipsa i Burgersa) tylko jednego modelu Kelvina-Voigta, da model pięcio- lub sześcioelementowy (rys. 5) zezwalający na ustalenie dość jeszcze prostego równania stanu drugiego lub trzeciego rzędu



Rys. 4. Rozbieżność między krzywą eksperymentalną i analityczną przy aproksymacji składowej odkształceń sprężystych opóźnionych modelem dwuelementowym.

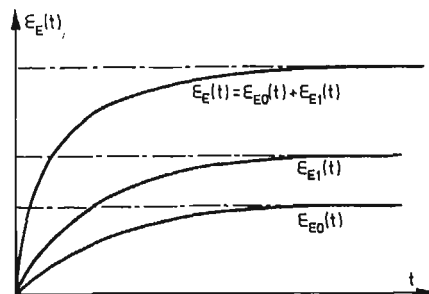


Rys. 5. Modele o budowie szeregowej użyte do symulacji pełzania materiału.

wykazującego dość dużą zgodność z eksperymentem. W takim wypadku składowa odkształceń sprężystych opóźnionych jest superpozycją dwóch krzywych wykładniczych $\varepsilon_{E0}(t)$ i $\varepsilon_{E1}(t)$ (rys. 6), z których każda ma dwa parametry: stałą, określającą wysokość asymptoty oraz charakterystyczną stałą czasową będącą w tym wypadku czasem retardacji. Równanie tej składowej ma postać

$$\varepsilon_E(t) = \frac{\sigma}{E_0} \left(1 - e^{-\frac{E_0}{\lambda_0} t} \right) + \frac{\sigma}{E_1} \left(1 - e^{-\frac{E_1}{\lambda_1} t} \right) \quad (3)$$

Dobór występujących w tym równaniu parametrów, czyli znalezienie takich wartości $\frac{\sigma}{E_0}$, $\frac{\sigma}{E_1}$, $\frac{\lambda_0}{E_0}$, $\frac{\lambda_1}{E_1}$ (gdzie $\sigma = \text{const}$ jest znane), aby krzywa opisana tym równaniem



Rys. 6. Składowa odkształceń sprężystych opóźnionych jako superpozycja dwóch krzywych o przebiegu wykładniczym.

pokrywała się z krzywą eksperymentalną, nastrocza pewne trudności. W przeciwieństwie do modeli Burgersa i Thomsona-Philipsa, gdzie znalezienie tylko dwóch parametrów modelu symulującego odkształcenia sprężyste opóźnione jest proste, tutaj obliczenie analityczne czterech szukanych parametrów jest kłopotliwe. Wykorzystując wyniki pomiarów wykonanych dla różnych czasów otrzymuje się cztery równania, których rozwiązanie metodami analitycznymi jest skomplikowane. Pozostaje zatem numeryczne znajdowanie parametrów za pośrednictwem maszyny cyfrowej. W takim wypadku udaje się znaleźć warunek brzegowy w postaci:

$$\varepsilon_E(\infty) = \sigma \left(\frac{1}{E_0} + \frac{1}{E_1} \right), \quad (4)$$

który pozwala na zmniejszenie liczby szukanych parametrów z czterech do trzech. Zostało to omówione w rozdziale 4.2.

Drugi z dających się wyznaczyć warunków brzegowych w postaci:

$$\dot{\varepsilon}_E(0) = \sigma \left(\frac{1}{\lambda_0} + \frac{1}{\lambda_1} \right) \quad (5)$$

nie nadaje się do praktycznego wykorzystania, gdyż wyznaczenie $\dot{\varepsilon}_E(0)$ jako stycznej do krzywej pełzania w punkcie zerowym obarczone jest bardzo dużym błędem.

Znalezienie pozostałych dwóch parametrów λ_2, E_2 proponowanego modelu sześciociekowego nie nastrocza trudności, ponieważ z wykresu pełzania można łatwo odczytać zarówno odkształcenie ε_s , jak i prędkość płynięcia newtonowskiego $\dot{\varepsilon}_N$.

Daje się więc wyliczyć wszystkie parametry modelu sześciociekowego tworzącego równanie stanu o postaci:

$$a_3 \ddot{\sigma} + a_2 \dot{\sigma} + a_1 \sigma = b_3 \ddot{\varepsilon} + b_2 \dot{\varepsilon} + b_1 \varepsilon \quad (6)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} a_3 &= 1, & b_3 &= E_2, \\ a_2 &= E_2 \left(\frac{1}{\lambda_0} + \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) + \frac{E_1}{\lambda_1} + \frac{E_0}{\lambda_0}, & b_2 &= \left(\frac{E_0}{\lambda_0} + \frac{E_1}{\lambda_1} \right) E_2, \\ a_1 &= \frac{1}{\lambda_0 \lambda_1} (E_0 E_2 + E_1 E_2 + E_0 E_1) + \frac{E_2}{\lambda_2} \left(\frac{E_0}{\lambda_0} + \frac{E_1}{\lambda_1} \right), & b_1 &= \frac{E_0 E_1 E_2}{\lambda_0 \lambda_1}, \\ a_0 &= \frac{E_0 E_1 E_2}{\lambda_0 \lambda_1 \lambda_2}, \end{aligned}$$

Rozwiązaniem tego równania dla przypadku pełzania, tj. gdy $\sigma = \text{const}$, jest:

$$\varepsilon(t) = \frac{\sigma}{E_2} + \frac{\sigma}{\lambda_2} t + \frac{\sigma}{E_0} \left(1 - e^{-\frac{E_0}{\lambda_0} t} \right) + \frac{\sigma}{E_1} \left(1 - e^{-\frac{E_1}{\lambda_1} t} \right) \quad (7)$$

Równanie (7) jest więc równaniem (3) powiększonym o składową sprężystą i newtonowską. Jest ono jednocześnie rozwiązaniem równania (6) dla przypadku $\sigma = \text{const}$. Rozwiązanie równania różniczkowego trzeciego rzędu wymaga znalezienia trzech stałych, które można by wyznaczyć na podstawie warunków początkowych. Jest to procedura dość pracochłonna. Dlatego istotną sprawą jest taki dobór modelu, aby rozwiązanie równania stanu można było znaleźć bez wykonywania obliczeń.

Dla ciał usieciowanych stosuje się model pięcioelementowy, który ma równanie stanu o postaci:

$$a_2 \ddot{\sigma} + a_1 \dot{\sigma} + a_0 \sigma = b_2 \ddot{\varepsilon} + b_1 \dot{\varepsilon} + b_0 \varepsilon \quad (8)$$

gdzie:

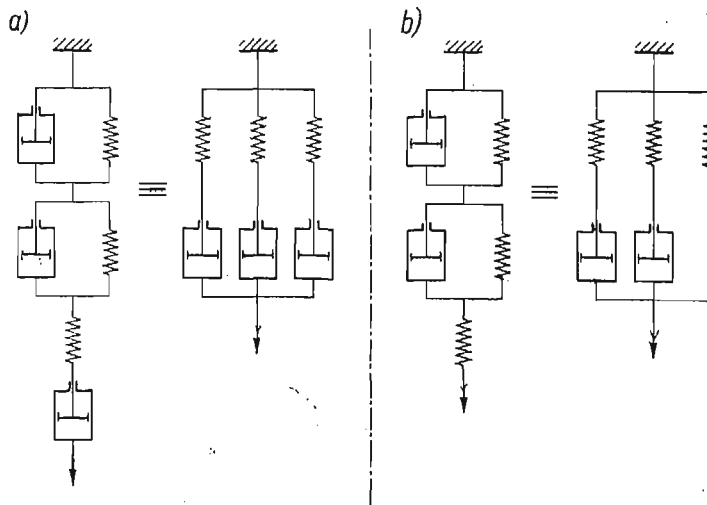
$$\begin{aligned} a_2 &= 1, & b_2 &= E_2, \\ a_1 &= E_2 \left(\frac{1}{\lambda_0} + \frac{1}{\lambda_1} \right) + \frac{E_0}{\lambda_0} + \frac{E_1}{\lambda_1}, & b_1 &= E_2 \left(\frac{E_0}{\lambda_0} + \frac{E_1}{\lambda_1} \right), \\ a_0 &= \frac{1}{\lambda_0 \lambda_1} (E_0 E_2 + E_1 E_2 + E_0 E_1), & b_0 &= \frac{E_0 E_1 E_2}{\lambda_0 \lambda_1}. \end{aligned}$$

Rozwiązanie dla przypadku $\sigma = \text{const}$, czyli równanie pełzania, ma postać

$$\varepsilon(t) = \frac{\sigma}{E_2} + \frac{\sigma}{E_0} \left(1 - e^{-\frac{E_0}{\lambda_0} t} \right) + \frac{\sigma}{E_1} \left(1 - e^{-\frac{E_1}{\lambda_1} t} \right) \quad (9)$$

Wykonując próby pełzania w różnych warunkach można uzyskać zależność parametrów modelu, a więc również parametrów równania stanu od tych warunków.

Dla sprawdzenia poprawności znalezionej równania stanu należy poddać badany materiał innemu typowi obciążenia niż ten, który posłużył do jego wyznaczania, na przykład wielostopniowemu rozciąganiu na maszynie wytrzymałościowej ze stałymi prędkościami. Celem próby jest porównanie wyników eksperymentalnych z wynikami obliczonymi analitycznie przez rozwiązanie równania stanu dla przypadku $\dot{\varepsilon} = \text{const}$. Jest to przypadek, gdy $\varepsilon(t)$ jest wielkością zadaną, $\sigma(t)$ zaś — mierzona, a więc odwrotnie niż w przypadku pełzania. Zgodnie z podaną wcześniej zasadą należy tu zastosować model o równoległym połączeniu modeli podstawowych, gdyż tylko wtedy będzie można napisać równanie procesu nie rozwiązując równania stanu. Zgodnie z zasadą równoważności odpowiednie pary modeli przedstawionych na rys. 7 mają takie same równania stanu.



Rys. 7. Modele równoważne: a) sześcieelementowe; b) pięcioelementowe.

Zależności algebraiczne między parametrami równania stanu a parametrami każdego z równoważnych modeli są inne. W związku z tym można napisać następujące układy równań:

— dla modelu sześcioclementowego

	Budowa szeregową	Budowa równoległą
a_3	$1 =$	1
a_2	$E_2 \left(\frac{1}{\lambda_0} + \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) + \frac{E_0}{\lambda_0} + \frac{E_1}{\lambda_1} =$	$\frac{E'_0}{\lambda'_0} + \frac{E'_1}{\lambda'_1} + \frac{E'_2}{\lambda'_2}$
a_1	$\frac{1}{\lambda_0 \lambda_1} (E_0 E_1 + E_1 E_2 + E_0 E_2) + \frac{E_2}{\lambda_2} \left(\frac{E_0}{\lambda_0} + \frac{E_1}{\lambda_1} \right) =$	$\frac{E'_0 E'_1}{\lambda'_0 \lambda'_1} + \frac{E'_0 E'_2}{\lambda'_0 \lambda'_2} + \frac{E'_1 E'_2}{\lambda'_1 \lambda'_2}$
a_0	$\frac{E_0 E_1 E_2}{\lambda_0 \lambda_1 \lambda_2} =$	$\frac{E'_0 E'_1 E'_2}{\lambda'_0 \lambda'_1 \lambda'_2}$
b_3	$E_2 =$	$E'_0 + E'_1 + E'_2$
b_2	$E_2 \left(\frac{E_0}{\lambda_0} + \frac{E_1}{\lambda_1} \right) =$	$E'_0 E'_1 \left(\frac{1}{\lambda'_0} + \frac{1}{\lambda'_1} \right) + E'_1 E'_2 \left(\frac{1}{\lambda'_1} + \frac{1}{\lambda'_2} \right) + E'_0 E'_2 \left(\frac{1}{\lambda'_0} + \frac{1}{\lambda'_2} \right)$
b_1	$\frac{E_0 E_1 E_2}{\lambda_0 \lambda_1} =$	$E'_0 E'_1 E'_2 \left(\frac{1}{\lambda'_0 \lambda'_1} + \frac{1}{\lambda'_1 \lambda'_2} + \frac{1}{\lambda'_0 \lambda'_2} \right)$

— dla modelu pięcioclementowego

	Budowa szeregową	Budowa równoległą
a_2	$1 =$	1
a_1	$E_2 \left(\frac{1}{\lambda_0} + \frac{1}{\lambda_1} \right) + \frac{E_0}{\lambda_0} + \frac{E_1}{\lambda_1} =$	$\frac{E'_0}{\lambda'_0} + \frac{E'_1}{\lambda'_1}$
a_0	$\frac{1}{\lambda_0 \lambda_1} (E_0 E_2 + E_1 E_2 + E_0 E_1) =$	$\frac{E'_0 E'_1}{\lambda'_0 \lambda'_1}$
b_2	$E_2 =$	$E'_0 + E'_1 + E'_2$
b_1	$E_2 \left(\frac{E_0}{\lambda_0} + \frac{E_1}{\lambda_1} \right) =$	$\frac{E'_0}{\lambda'_0} (E'_1 + E'_2) + \frac{E'_1}{\lambda'_1} (E'_0 + E'_2)$
b_0	$\frac{E_0 E_1 E_2}{\lambda_0 \lambda_1} =$	$\frac{E'_0 E'_1 E'_2}{\lambda'_0 \lambda'_1}$

Podane układy równań umożliwiają obliczenie parametrów modelu na podstawie znanych parametrów modelu jemu równoważnego, a więc są swego rodzaju przejściem między modelami równoważnymi.

W powyższych równaniach szukane parametry modeli o budowie równoległej oznaczono E' i λ' .

Nowe, równoważne modele o budowie równoległej umożliwiają napisanie równania odkształcenia ze stałą prędkością. Tak więc odpowiednio:

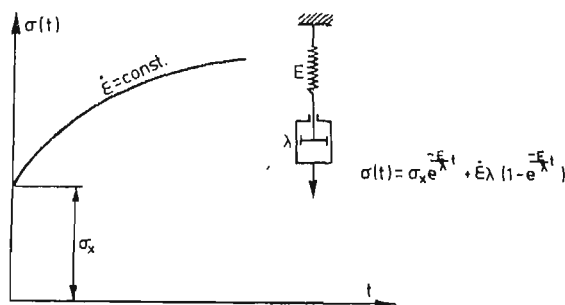
— dla modelu sześćcioelementowego

$$\sigma(t) = \dot{\epsilon} \sum_{i=0}^2 \lambda_i \left(1 - e^{-\frac{E_i}{\lambda_i} t} \right) \quad (10)$$

— dla modelu pięcioelementowego

$$\sigma(t) = E_2 \dot{\epsilon} t + \dot{\epsilon} \sum_{i=0}^1 \lambda_i \left(1 - e^{-\frac{E_i}{\lambda_i} t} \right) \quad (11)$$

Jeżeli proces rozciągania przebiega wielostopniowo z różnymi prędkościami, wówczas jego równanie staje się bardziej skomplikowane. Należy wtedy znaleźć to równanie dla niezerowych warunków początkowych. Rozpatrzmy na początku proces rozciągania pojedynczego modelu Maxwella przy założeniu, że w momencie zerowym, tj. na początku skali czasu model wykazuje skończone naprężenie $\sigma_x > 0$ (rys. 8).



Rys. 8. Rozciąganie modelu Maxwella dla niezerowych warunków początkowych.

Równanie stanu modelu Maxwella ma postać

$$\frac{\dot{\sigma}}{E} + \frac{\sigma}{\lambda} - \dot{\epsilon} = 0. \quad (12)$$

Rozwiązaniem tego równania dla $\dot{\epsilon} = \text{const}$ i dla warunku początkowego $\sigma(0) = \sigma_x > 0$ będzie:

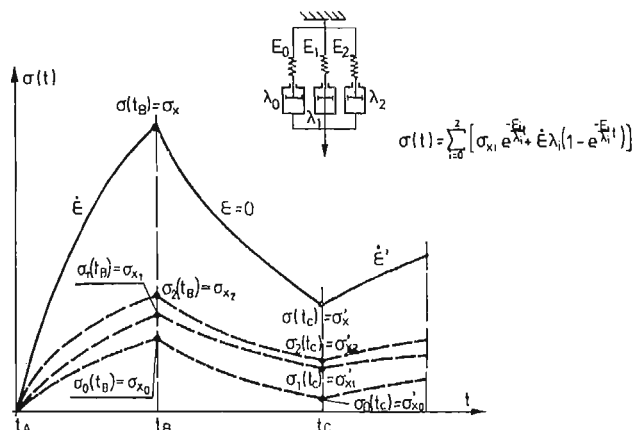
$$\sigma(t) = \sigma_x e^{-\frac{E}{\lambda} t} + \dot{\epsilon} \lambda \left(1 - e^{-\frac{E}{\lambda} t} \right). \quad (13)$$

Ponieważ dla modelu sześćcioelementowego składającego się z trzech równolegle połączonych modeli Maxwella naprężenie całkowite jest w dowolnym czasie sumą naprężeń poszczególnych modeli Maxwella, równanie (13) można dla modelu sześćcioelementowego napisać w postaci:

$$\sigma(t) = \sum_{i=0}^2 \left[\sigma_{x_i} e^{-\frac{E_i}{\lambda_i} t} + \dot{\epsilon} \lambda_i \left(1 - e^{-\frac{E_i}{\lambda_i} t} \right) \right] \quad (14)$$

Umożliwia ono obliczenie naprężenia w funkcji czasu przy odkształcaniu modelu sześćcioelementowego ze stałą prędkością $\dot{\epsilon}$ jeżeli znane są składowe σ_{x_i} , całkowitego naprężenia σ_x w punkcie, w którym zaczyna się kolejna skala czasu.

Rys. 9 pokazuje przykładowo odkształcanie omawianego modelu sześcioelementowego z różnymi prędkościami, przy czym w szczególnym przypadku prędkości te mogą być równe zero (relaksacja) lub mniejsze od zera. Znalezienie składowych σ_{xi} potrzebnych do obliczeń w kolejnej fazie nie następuje trudności, ponieważ naprężenia $\sigma_i(t)$ kończące poprzednią fazę są naprężeniami początkowymi σ_{xi} dla fazy następnej.



Rys. 9. Trzystopniowe rozciąganie modelu sześcioelementowego.

I tak np. na rys. 9 naprężenie $\sigma(t_B)$ i jego składowe $\sigma_i(t_B)$ będące wynikiem rozciągania od naprężenia równego zero z prędkością $\dot{\epsilon}$ w czasie $t_B - t_A$ są warunkami początkowymi, a więc σ_x i odpowiednio σ_{xi} dla fazy następnej (w tym wypadku relaksacji) rozpoczynającej się w punkcie t_B .

Z kolei naprężenie $\sigma(t_C)$ i jego składowe $\sigma_i(t_C)$ będące wynikiem tejże relaksacji w czasie $t_C - t_B$ są warunkami początkowymi, a więc σ'_x i odpowiednio σ'_{xi} dla następnej fazy (w tym wypadku rozciągania z prędkością $\dot{\epsilon}' = \text{const}$ zaczynającego się w punkcie t_C).

Dla modelu pięcioelementowego otrzyma się podobny wzór w postaci:

$$\sigma(t) = \sum_{i=0}^1 \left[\sigma_{xi} e^{-\frac{E_i}{\lambda_i} t} + \dot{\epsilon} \lambda_i \left(1 - e^{-\frac{E_i}{\lambda_i} t} \right) \right] + \sigma_{x_2} + E_2 \dot{\epsilon} t. \quad (15)$$

Wzory (14) i (15) mogą służyć do weryfikacji równania stanu. Można by je także wykorzystać przy wyznaczaniu parametrów modelu na podstawie próby odkształcania ze stałą prędkością (obejmuje to również relaksację jako przypadek szczególny). Takie postępowanie byłoby jednak o wiele bardziej skomplikowane niż w przypadku pełzania.

3. Stanowisko badawcze do prób pełzania

Do wykonania prób pełzania posłużyło stanowisko, zwane pełzarką, które zaprojektowano i wykonano we własnym zakresie [7] i [8].

Główną częścią tego stanowiska jest prosty układ dźwigniowy, który został optymalizowany przy pomocy maszyny cyfrowej, tak aby naprężenie rzeczywiste w rozciągane

próbce było stałe przez cały czas trwania próby. Specjalne urządzenie pomocnicze zapewnia płynne zawieszanie obciążenia ze stałą prędkością, którą można regulować. Urządzenie to umożliwia także rejestrację odkształcenia sprężystego w czasie umownie równym zeru.

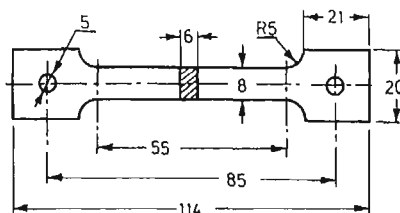
4. Część doświadczalna

4.1. Materiał i przygotowanie próbek. Do badań użyto polietylenu wysokociśnieniowego produkcji zakładów „Blachownia” o nazwie handlowej Politen II/003/GO/00.

Z materiału w postaci granulatu wykonano metodą prasowania tłocznego (ciśnienie 9 MPa) płytki kwadratowe o wymiarach 140 × 140 mm i grubości 6 mm. Z płytek tych frezowano próbki o kształcie jak na rys. 10.

Zastosowana metoda, mimo iż dość czasochłonna, pozwoliła na otrzymanie jednorodnego materiału pozbawionego orientacji, która występowałaby na przykład w przypadku próbek wtryskiwanych.

Przed wykonywaniem badań próbki klimatyzowano przechowując je przez 10 dni w pomieszczeniu, w którym odbywały się próby.



Rys. 10. Próbką użytą do badań.

4.2. Program badań. Dla otrzymania uogólnionego równania stanu wykonywano próby pełzania materiału nienapromieniowanego oraz napromieniowanego w akceleratorze liniowym trzema różnymi dawkami promieniowania elektronowego. Dawki te wynosiły: 22×10^4 J/kg, 62×10^4 J/kg i 90×10^4 J/kg. Różnie napromieniowane próbki poddano pełzaniu w trzech różnych temperaturach: 21°C, 41°C, 61°C. W ten sposób powstała możliwość znalezienia parametrów modeli reologicznych w zależności od pochłoniętej dawki promieniowania i temperatury. Wprowadzoną numerację poszczególnych prób przedstawia tablica 1.

Tabela 1. Numeracja prób w zależności od temperatury i dawki napromieniowania

Dawka [$\times 10^4$ J/kg]	0	22	62	90
Temperatura (°C)				
21	1	2	3	4
41	5	6	7	8
61	9	10	11	12

Dla każdej kombinacji temperatury i dawki (każdego numeru w tabeli 1) wykonano po trzy próby pelzania w celu uśrednienia wyników. Następnie, posługując się metodą numeryczną, obliczono parametry modelu o budowie szeregowej dla każdego numeru próby.

Aproksymacji numerycznej podlegała składowa odkształceń sprężystych opóźnionych opisana równaniem (3). Dla wyznaczenia występujących w tym równaniu czterech parametrów E_0 , E_1 , λ_0 , λ_1 daje się wykorzystać tylko równanie (4) będące warunkiem początkowym. W tym ostatnim równaniu $\sigma = \text{const}$ jest znane, a $\varepsilon_E(\infty)$ daje się łatwo znaleźć na wykresie pelzania jako wysokość asymptoty, do której zmierza ta składowa. Jak wynika z rys. 6, a także z równania (3), asymptota ta leży na wysokości równej sumie współrzędnych asymptot dla obu modeli Kelvina-Voigta. Dla potrzeb obliczeń numerycznych oznaczono:

- wielkość znaną z eksperymentu $\varepsilon_E(\infty)$ jako A_{nom} ,
- wielkość szukaną $\frac{\sigma}{E_0}$ jako A (wobec tego $\frac{\sigma}{E_1} = A_{\text{nom}} - A$).

Korzystając poza tym z oznaczenia $T0 = \frac{\lambda_0}{E_0}$ i $T1 = \frac{\lambda_1}{E_1}$ równaniu (3) można nadać postać

$$\varepsilon_E(t) = A \left(1 - e^{-\frac{t}{T0}} \right) + (A_{\text{nom}} - A) \left(1 - e^{-\frac{t}{T1}} \right) \quad (16)$$

Równanie (16) ma trzy nieznane parametry: A , $T0$ i $T1$. Przy użyciu maszyny cyfrowej, dla zadanych przedziałów, znaleziono takie wartości A , $T0$, $T1$, dla których pokrywanie się funkcji analitycznej $\varepsilon_E(t)$ opasanej równaniem (16) z wynikami eksperymentalnymi jest najlepsze. Kryterium najlepszej zbieżności przebiegów przyjęto w postaci

$$\sum_{i=1}^n (\varepsilon_{i\text{EKSPER.}} - \varepsilon_{i\text{ANALIT.}})^2 \rightarrow \min.$$

Dokonano tego w kilku etapach, zawężając stopniowo przedziały poszukiwania parametrów. Na podstawie znalezionych parametrów A , $T0$ i $T1$, posługując się dodatkowo równaniem (4), obliczono parametry modelu w zależności od temperatury i dawki promieniowania. Następnie, posługując się układami równań zawartymi na stronie 273, na podstawie znanych parametrów modelu o budowie szeregowej wyliczono parametry modelu równoważnego o budowie równoległej. Wyliczone parametry przedstawiono w sposób analogiczny, jak parametry modelu o budowie szeregowej.

Posługując się powyższymi równaniami znaleziono również liczbowe wartości parametrów równania stanu, uzależnione od dawki napromieniowania i temperatury.

W celu weryfikacji znalezionych parametrów modeli wykonano badania sprawdzające na maszynie wytrzymałościowej typu „INSTRON”. Każdą próbę (wg tabeli 1) wykonano wg następującego programu:

- rozciąganie ze stałą prędkością ok. 6 mm/min,
- zatrzymanie uchwytu (relaksacja czyli rozciąganie z prędkością równą zero),
- cofanie uchwytu ze stałą prędkością ok. 2 mm/min,
- rozciąganie z prędkością ok. 2 mm/min.

Dla każdego numeru próby (tabela 1) wykonano trzy pomiary w celu uśrednienia wyników.

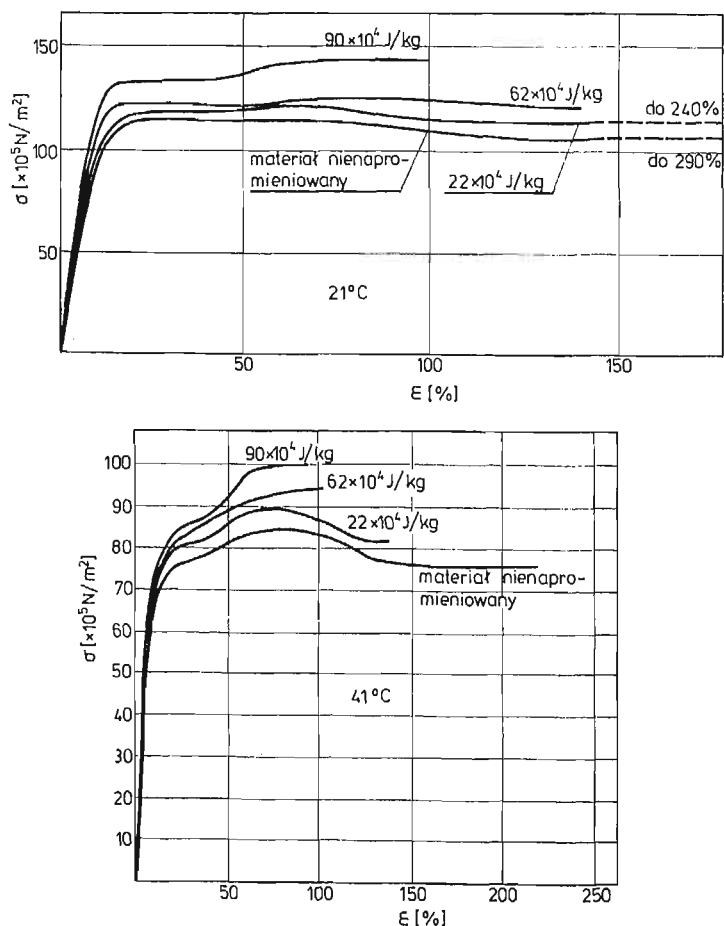
Uzyskaną na wykresach siłę przeliczono na naprężenie, dzieląc ją przez przekrój bieżący.

Otrzymane wyniki eksperymentalne porównano z wynikami uzyskanymi analitycznie przy użyciu wzorów (14) i (15) na podstawie znanych parametrów modeli.

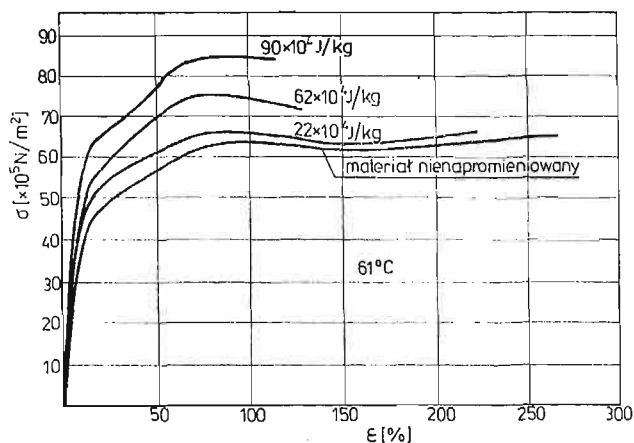
Jako badania dodatkowe mające na celu lepsze scharakteryzowanie materiału wykonano próby rozciągania statycznego oraz oznaczono stopień krystaliczności i zawartość fazy usieciowanej.

Wyniki prób rozciągania statycznego przedstawiają rysunki 11 i 12.

Stopień krystaliczności oznaczono metodą rentgenowską w Pracowni Fizyki Polimerów IPPT PAN. W tym celu naświetlano specjalną kliszę promieniami X , które na swej drodze napotykały badaną próbkę. W efekcie otrzymywano po wywołaniu kliszy współosiowe okręgi o różnej jasności, co związane jest z dyfrakcją promieni X przechodzących przez badany materiał. Wykonując następnie promieniowe fotometrowanie kliszy otrzymano wykres zależności natężenia światła przechodzącego przez kliszę od odległości od



Rys. 11. Krzywe rozciągania statycznego z prędkością 150 mm/min ($\dot{\epsilon} = 0,0455 \text{ s}^{-1}$) w temperaturach 21°C i 41°C .

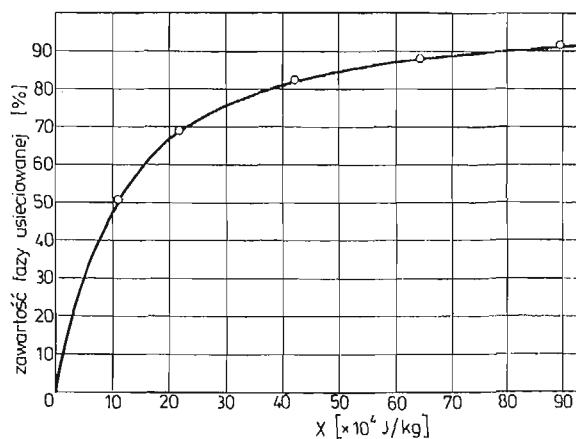


Rys. 12. Krzywe rozciągania statycznego z prędkością 150 mm/min ($\dot{\epsilon} = 0,0455 \text{ s}^{-1}$) w temperaturze 61°C.

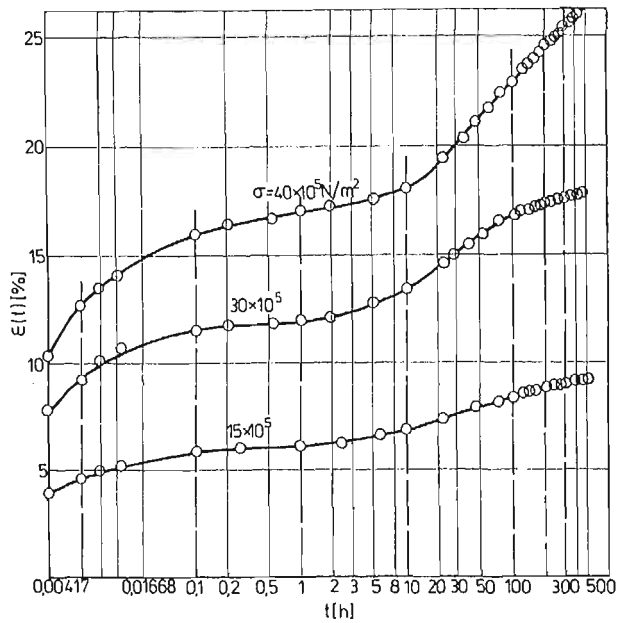
środka kliszy. Procentową zawartość fazy krystalicznej wyliczono [21], [22] na podstawie stosunku odpowiednich pól na wykresie.

Zawartość fazy usieciowanej ustalono metodą ekstrakcji we wrzącym ksylenie w Zakładzie Chemii Radiacyjnej Instytutu Badań Jądrowych w Warszawie. W tym celu próbkę o masie początkowej 0,4 g po czterech godzinach ekstrakcji w 1000 g ksylenu ekstrahowano przez jedną godzinę w świeżym, wrzącym ksylenie. Nie rozpuszczoną pozostałość próbki suszono i ważono na wadze analitycznej z dokładnością do 0,0001 g. Stopień usieciowania określono procentową zawartością frakcji nierozpuszczalnych w odniesieniu do wyjściowej masy próbki przed ekstrakcją. Wyniki przedstawia rys. 13.

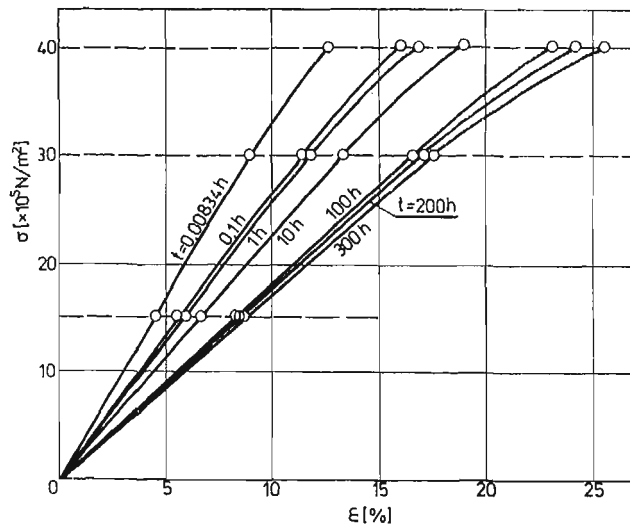
W celu dokładnego ustalenia zakresu liniowości wykonano dla każdego numeru próby badania pełzania przy różnych naprężeniach. I tak w temperaturach 21°C i 41°C (numery prób od jednego do ośmiu) wykonano próby pełzania dla naprężeń 20, 45, 60 i $80 \times 10^5 \text{ N/m}^2$, a w temperaturze 61°C (numery prób od dziewięciu do dwunastu) dla naprężeń



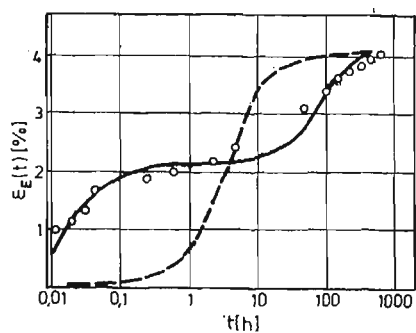
Rys. 13. Wpływ pochłoniętej dawki promieniowania na zawartość fazy usieciowanej.



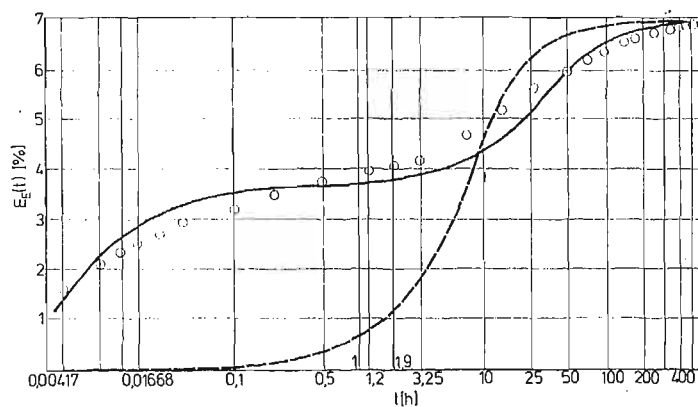
Rys. 14. Krzywe pełzania wykonane w temperaturze 61°C dla trzech różnych poziomów naprężeń dla materiału napromieniowanego dawką $22 \times 10^4 \text{ J/kg}$.



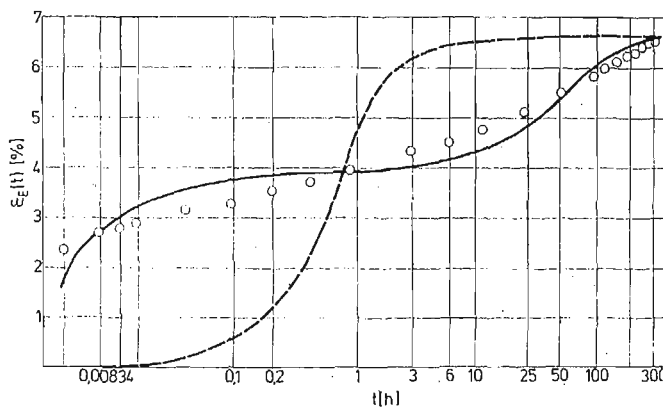
Rys. 15. Krzywe izochronowe wykonane na podstawie krzywych pełzania (rys. 14) dla siedmiu różnych czasów



Rys. 16. Porównanie aproksymacji numerycznej (linia ciągła) i aproksymacji pojedynczym modelem Kelvina-Voigta (linia przerywana) pełzania polietylenu (punkty) w temp. 41°C napromieniowanego dawką 90×10^4 J/kg.



Rys. 17. Porównanie aproksymacji numerycznej (linia ciągła) i aproksymacji pojedynczym modelem Kelvina-Voigta (linia przerywana) pełzania polietylenu (punkty) w temp. 61°C napromieniowanego dawką 62×10^4 J/kg.



Rys. 18. Porównanie aproksymacji numerycznej (linia ciągła) i aproksymacji pojedynczym modelem Kelvina-Voigta (linia przerywana) pełzania polietylenu (punkty) w temp. 61°C napromieniowanego dawką 90×10^4 J/kg.

15, 30 i 40×10^5 N/m². Na podstawie otrzymanych w ten sposób krzywych pełzania wykonano krzywe izochronowe dla czasów: 0,00834 h; 0,1 h; 1 h; 10 h; 100 h; 200 h; 300 h. Krzywe pełzania i krzywe izochronowe dla próby nr 10 pokazują przykładowo rys. 14 i 15. Na podstawie krzywych izochronowych ustalono, że naprężenia 45×10^5 N/m² dla temperatur 21°C i 41°C oraz 30×10^5 N/m² dla temperatury 61°C odpowiadają zakresowi liniowego zachowania się materiału.

4.3. Dyskusja wyników. Aproksymując krzywe pełzania przy użyciu maszyny cyfrowej otrzymano dobrą zgodność aproksymacji z wynikami eksperymentalnymi. Rys. 16, 17, 18 przedstawiają przykładowo krzywe pełzania dla prób nr 8, 11 i 12 oraz ich aproksymację numeryczną. Zwraca uwagę dobra zbieżność tych krzywych w porównaniu z przypadkiem aproksymacji pojedynczym modelem Kelvina-Voigta. Istniejąca w dalszym ciągu rozbieżność związana jest z zastosowaną techniką aproksymacji przy pomocy modeli mechanicznych. Widoczna wada, nie mająca dla zastosowań inżynierskich większego znaczenia, kompensowana jest znaczną prostotą tego rodzaju aproksymacji.

Ostatecznym efektem pracy jest uzależnienie parametrów:

- modelu o budowie szeregowej (rys. 19)
- modelu o budowie równoległej (rys. 20),
- równania stanu (rys. 21),

od temperatury i stopnia napromieniowania.

Szerzej zostaną omówione jedynie zmiany parametrów modeli, ponieważ parametry równania stanu nie mają interpretacji fizycznej.

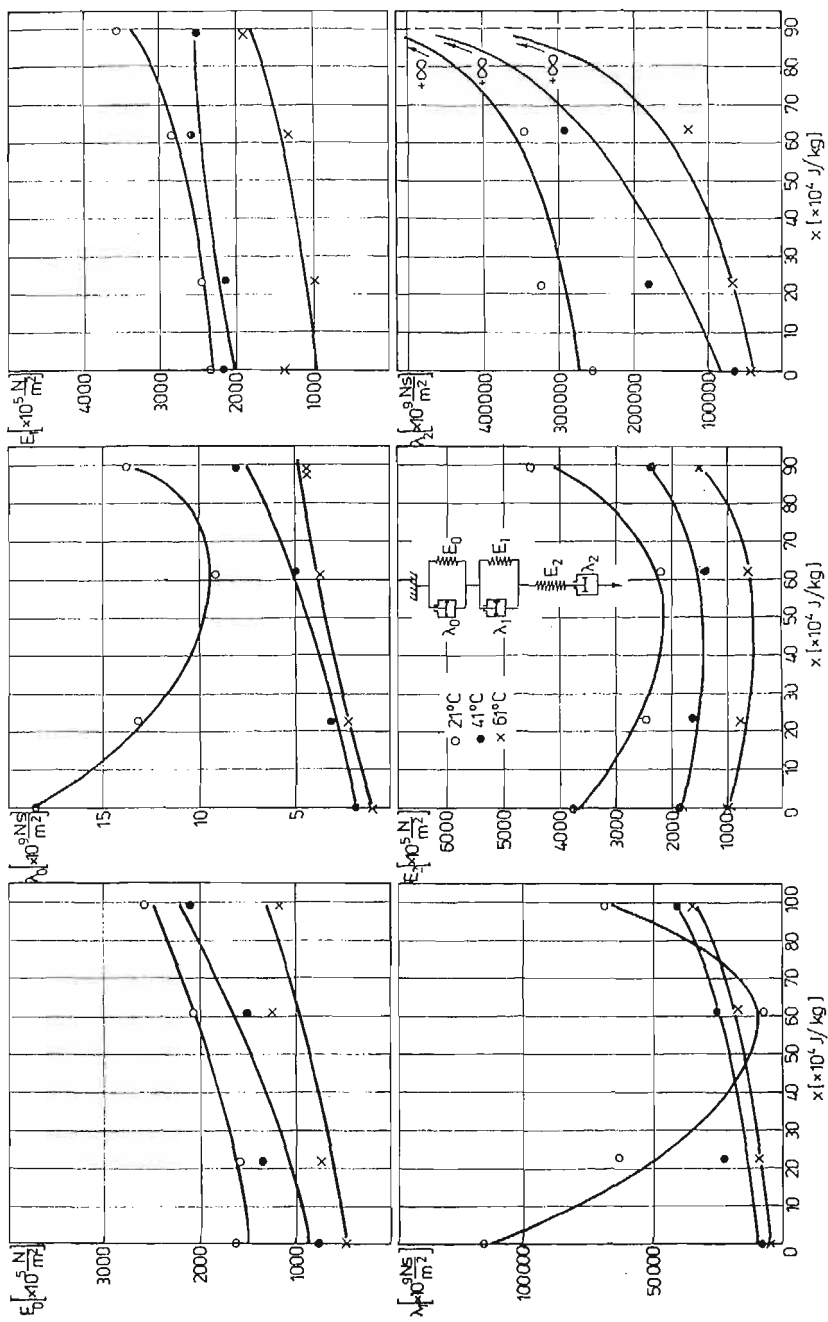
Parametry modelu o budowie szeregowej (rys. 19) uzyskano bezpośrednio na podstawie krzywych pełzania. Z rysunku 19 wynika, że sprężystości E_0 i E_1 związane ze składową odkształceń sprężystych opóźnionych wzrastają wraz ze zwiększaniem się stopnia napromieniowania we wszystkich trzech temperaturach. Daje się to wytłumaczyć tym, że usieciowanie utrudnia prostowanie się makrocząsteczek. (Jest to mechanizm molekularny odkształceń sprężystych opóźnionych). Wartości obu sprężystości E_0 i E_1 dla każdej dawki napromieniowania obniżają się wraz z podwyższeniem temperatury.

Lepkości λ_0 i λ_1 związane z odkształceniami sprężystymi opóźnionymi wykazują dla temperatur 41° i 61°C stały wzrost wraz ze zwiększaniem dawki napromieniowania, natomiast dla temperatury 21°C wykazują minima (dla dawki rzędu $68 - 70 \times 10^4$ J/kg), co odpowiada stopniowi usieciowania ok. 85%. Można przypuszczać, że minima te związane są z destrukcją tlenową przy niewystarczającym jeszcze stopniu usieciowania.

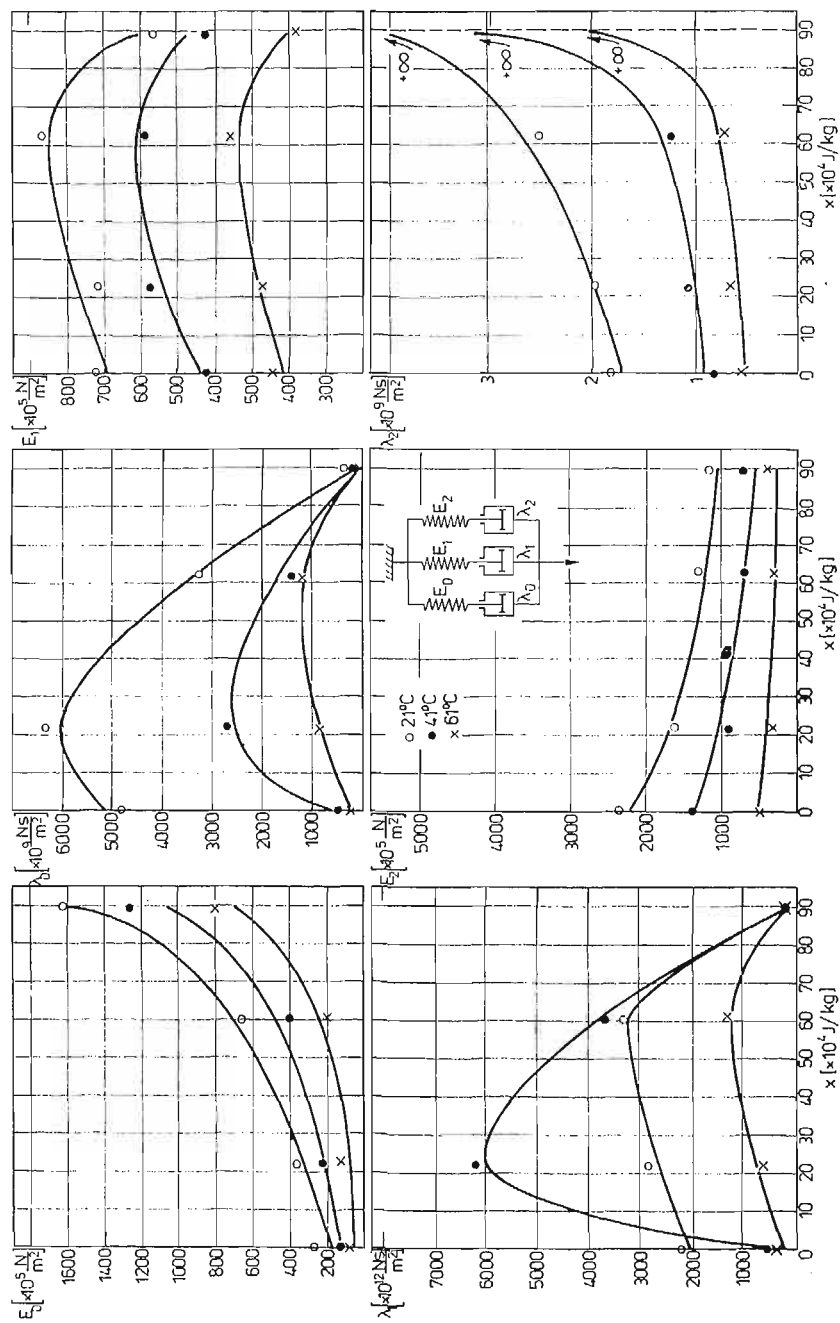
Zaobserwowany wzrost wartości λ_0 i λ_1 zachodzący w podwyższonych temperaturach wraz ze wzrostem napromieniowania tłumaczymy następująco: w temperaturach 41° - 61°C, w porównaniu z temperaturą 21°C, zachodzi niewielki spadek krystaliczności (z 47% na 42%) oraz spadek lepkości fazy nieusieciowanej. Natomiast w fazie usieciowanej stosowane temperatury powodują bardzo nieznaczne zmiany. Można więc przypuszczać, że zwiększając stopień usieciowania materiału powoduje się mniejszą jego wrażliwość na wszelkie zmiany zachodzące w fazie nieusieciowanej, ponieważ zawartość tej fazy jest bardzo mała.

Wielkość E_2 związana z odkształceniem sprężystym wyrażona w funkcji napromieniowania ma podobny przebieg jak moduł Younga wyznaczony z próbki rozciągania statycznego.

Podobne wyniki uzyskano w pracy [9].



Rys. 19. Parametry modelu o budowie szeregowej w funkcji temperatury i dawki promieniowania.



Rys. 20. Parametry modelu o budowie równoległej w funkcji temperatury i dawki promienionowania.

Dla każdej temperatury istnieje minimum wielkości E_2 w zakresie dawek $50 - 60 \times 10^4$ J/kg. Stąd (a także przy uwzględnieniu wielkości λ_0 i λ_1 w temperaturze 21°C) wynika, że dawka około 60×10^4 J/kg jest najmniej korzystna, gdyż przy niewystarczającym jeszcze wówczas stopniu usieciowania występują dość silne efekty degradacji materiału. Degradacji tej można by uniknąć, gdyby materiał napromieniowany był w próżni.

Lepkość λ_2 związana z płynięciem newtonowskim wykazuje stały wzrost przy napromieniowaniu we wszystkich temperaturach. Można to tłumaczyć tym, że zwiększające się usieciowanie ogranicza coraz bardziej możliwość przesuwania się całych łańcuchów względem siebie (jest to mechanizm molekularny płynięcia newtonowskiego). Dawka 90×10^4 J/kg i związany z nią stopień usieciowania równy 90% uniemożliwia poruszanie się łańcuchów makrocząsteczek względem siebie. W wyniku tego wartość lepkości λ_2 rośnie do nieskończoności. Oznacza to, że przy dawce 90×10^4 J/kg materiał pozbywa się składowej newtonowskiej przy pełzaniu, co jest zjawiskiem korzystnym.

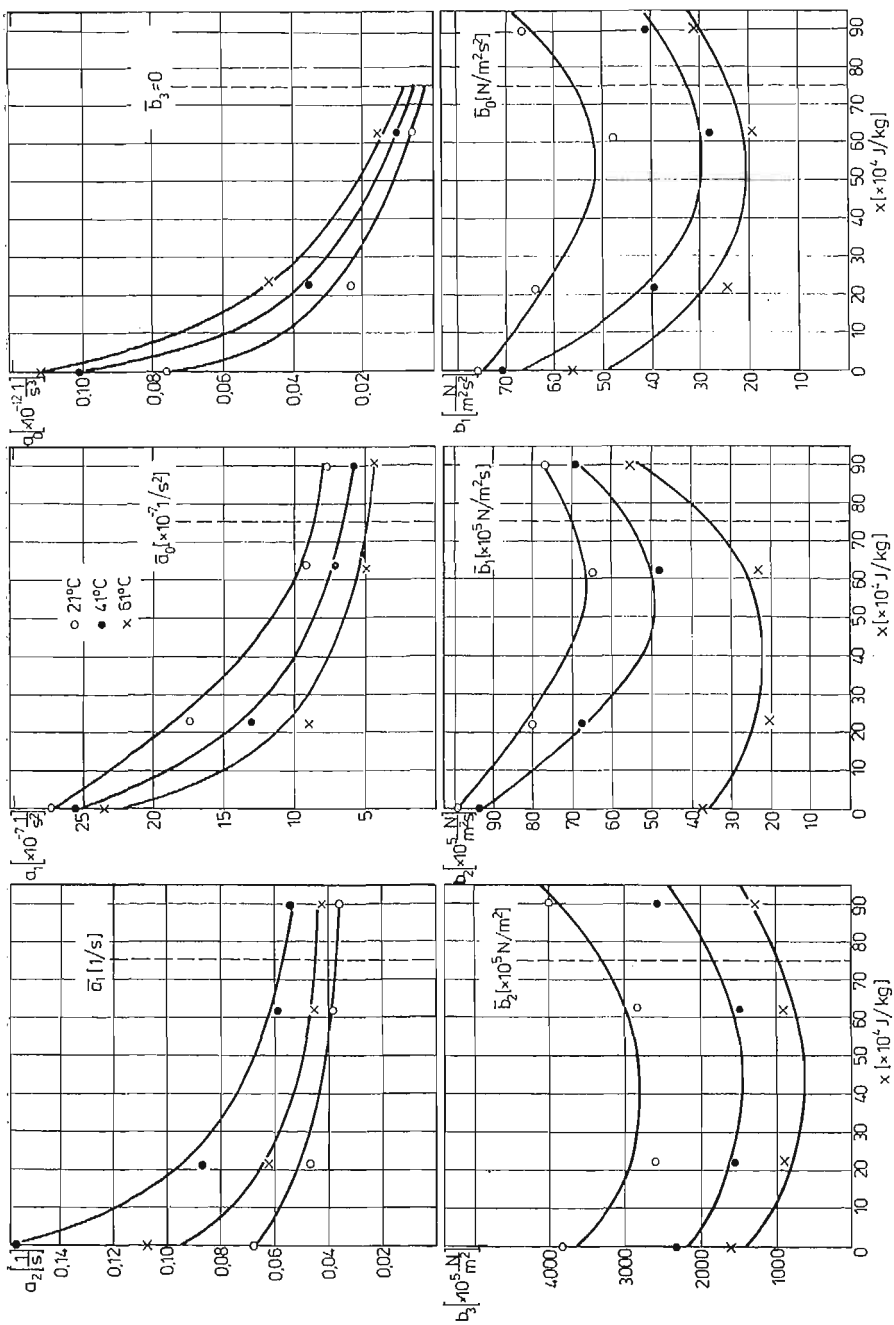
Przy dawce 90×10^4 J/kg pojawia się już wyraźnie żółknięcie materiału. Nie wykonano badań dla wyższych dawek. Należy jednak przypuszczać, że po przekroczeniu dawki $100 - 110 \times 10^4$ J/kg nastąpiłoby pogorszenie właściwości materiału związane m.in. z destrukcją tlenową. Biorąc to pod uwagę oraz zestawiając zmiany wszystkich sześciu parametrów można dawkę 90×10^4 J/kg uznać za optymalną dla tego gatunku polietylenu.

Równoważny model o budowie równoległej (rys. 20), którego parametry zostały obliczone na podstawie znanych parametrów modelu o budowie szeregowej, reprezentuje procesy relaksacyjne.

Zwraca uwagę podobny charakter zmian parametrów λ_0 i λ_1 w zależności od dawki we wszystkich stosowanych temperaturach. Parametry te po osiągnięciu pewnego ekstremum przybierają wartości bardzo małe. Jeśli zestawić to ze zmianami sprężystości E_0 i E_1 , to dla dawki 90×10^4 J/kg otrzyma się bardzo małe czasy relaksacji (gdyż $\tau = \frac{\lambda}{E}$).

Procesy relaksacyjne w części materiału symulowanej parametrami o indeksach 1 i 0 będą więc przy dawkach $40 - 60 \times 10^4$ J/kg przebiegały dość wolno, natomiast przy dawce 90×10^4 J/kg — bardzo szybko. Można przypuszczać, że procesy te związane są z fazą krystaliczną materiału, w której przy dużych dawkach następuje minimalny spadek krystaliczności i degradacja przy jednoczesnym braku sieciowania. Natomiast lepkość λ_2 wykazuje przy wszystkich temperaturach stały wzrost, z osiągnięciem wartości $+\infty$ dla dawki 90×10^4 J/kg. Oznacza to, że w części bezpostaciowej materiału, którą hipotetycznie reprezentują parametry z indeksem 2, dla dawki 90×10^4 J/kg nie zachodzą żadne procesy relaksacyjne, tzn. że faza ta zachowuje się jako ciało idealnie sprężyste. Jest to oczywiście duże uproszczenie: w rzeczywistym materiale występują również pośrednie czasy relaksacji w przedziale między zerem i nieskończonością. Model reprezentujący tylko trzy czasy relaksacji, podobnie jak równoważny mu model o budowie szeregowej, jest zbyt ubogi do dokładnej reprezentacji mechanizmów molekularnych występujących w materiale. Ponieważ jednak celem pracy jest opis makroskopowy zachowania się materiału, jedynym kryterium poprawności przyjętego modelu jest zgodność tego modelu z wynikami eksperymentalnymi.

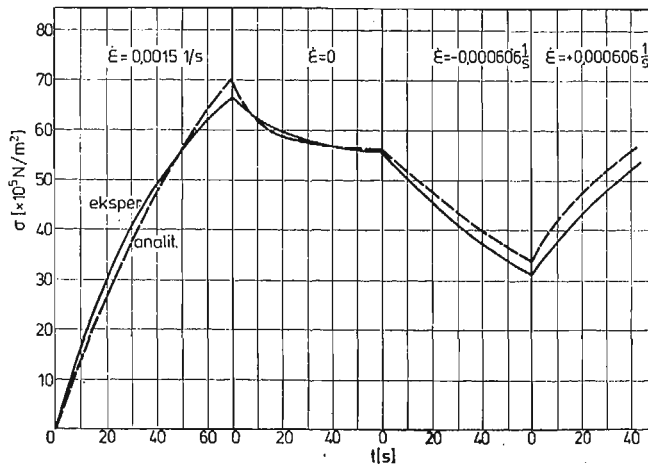
Parametry równania stanu w funkcji temperatury i pochłonięte dawki promieniowania



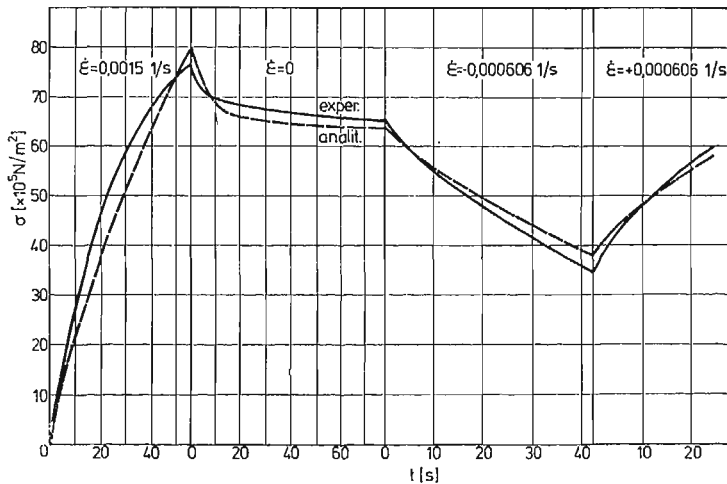
Rys. 21. Parametry równania stanu w funkcji temperatury i dawki promieniowania.

przedstawia rys. 21. Poprzednio stwierdzono, że przy dawce 62×10^4 J/kg materiał wykazuje jeszcze płynięcie newtonowskie, natomiast przy dawce 90×10^4 J/kg nie wykazuje go.

W zakresie dawek pośrednich nie wykonano badań, można jednak postawić hipotezę, że w zakresie tym (np. dla dawki 75×10^4 J/kg) następuje jakościowa zmiana zachowania się materiału, polegająca na zaniku newtonowskiego płynięcia. Zmianie tej z punktu widzenia interpretacji matematycznej odpowiada przejście od modelu sześcioelementowego do pięcioelementowego, czyli przejście od różniczkowego równania stanu trzeciego rzędu do równania drugiego rzędu. Dlatego na rys. 21 zaznaczono zmianę parametrów dla hipotetycznej dawki około 75×10^4 J/kg, która odpowiada przejściu od modelu sześci-



Rys. 22. Porównanie krzywej analitycznej i eksperymentalnej przy wielostopniowym rozciąganiu w temp. 41°C polietylenu nienapromieniowanego.



Rys. 23. Porównanie krzywej analitycznej i eksperymentalnej przy wielostopniowym rozciąganiu w temp. 41°C polietylenu napromieniowanego dawką 22×10^4 J/kg.

elementowego do pięcioelementowego, czyli od równania różniczkowego trzeciego rzędu do równania różniczkowego drugiego rzędu.

Badania weryfikujące wybranych modeli reologicznych i związanych z nimi równań stanu potwierdziły prawidłowość wykonywanych obliczeń oraz słuszność założeń wyjściowych. Zwraca uwagę fakt dużej zgodności wyników eksperymentalnych i przewidzianych przez obliczenia analityczne, mimo że rzędy wielkości czasów i prędkości przy pełzaniu i próbach sprawdzających znacznie się od siebie różniły. Dla wszystkich dwunastu prób zgodność ta jest dobra. Rysunki 22 i 23 przedstawiają przykładowo takie porównanie dla prób nr 5 i nr 6.

5. Wnioski

Na podstawie wykonanej pracy daje się wyciągnąć następujące wnioski:

— zaproponowany model sześćcioelementowy opisujący badany materiał okazał się wystarczająco dokładny do aproksymacji procesu pełzania, w zakresie 300 godz. jak i innych prób wykonanych w pracy,

— zamiast kłopotliwego (warunki początkowe) rozwiązywania ogólnego równania stanu dla wybranego procesu reologicznego korzystniej jest operować modelami reologicznymi, które tym równaniom odpowiadają,

— wybór modelu o budowie szeregowej lub równoległej uzależniony jest od typu procesu reologicznego, który ma być symulowany zachowaniem się modelu, wyliczone w ten sposób parametry mogą być podstawą do ułożenia odpowiednich tablic materiałowych dla obliczeń inżynierskich,

— czynnikami mającymi wpływ na własności materiału jest usieciowanie i degradacja. Stopień krystaliczności nie zmienia się w sposób istotny,

— napromieniowanie dawką 90×10^4 J/kg powoduje zanik występowania płynięcia newtonowskiego. Jednak początki żółknięcia materiału przy zastosowaniu tej dawki dają powody do przypuszczeń, że jej przekroczenie spowoduje znaczne pogorszenie własności ze względu na degradację. W związku z tym dawkę 90×10^4 J/kg można uznać za optymalną.

6. Literatura

1. V. MINENKOV, I. V. STASENKO, *Pročnost detaliej iz plastmass*, Moskwa 1977
2. S. BUĆKO, E. CEGIELSKI, *Badanie własności mechanicznych poliamidu przy udarowym rozciąganiu*, Kraków 1976
3. J. J. GOLBERG, *Mechaničeskoe povedenie polimernych materialov*, Moskwa 1970
4. W. DERSKI, S. ZIEMBA, *Analiza modeli reologicznych*, Warszawa 1968, PWN
5. B. ŁĄCZYŃSKI, *Mechanika tworzyw wielkocząsteczkowych*, Warszawa Wyd. Polit. Warsz. 1977
6. J. M. WARD, *Własności mechaniczne polimerów jako tworzyw konstrukcyjnych*, Warszawa PWN 1975
7. J. GARBARSKI, *Prowadzenie prób pełzania przy użyciu prostego układu dźwigniowego*, Przegląd mechaniczny nr 4, 1978
8. J. GARBARSKI, *Analiza pełzania polietylenu sieciowanego radiacyjnie*, Praca doktorska Warszawa 1980 (praca niepublikowana)
9. E. BUTTA, A. CHARLESBY, *Dynamic Mechanical Properties of Irradiated Polyethylene*, Journal of Polymer Science, tom XXXIII, 1958

Р е з ю м е

ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИЭТИЛЕНА

В работе определено уравнение состояния вязкоупругого материала, полагаясь на испытании на ползучесть при одноосном растяжении. Уравнение состояния принимает вид линейного дифференциального уравнения третьего порядка. Это уравнение достаточно точно имитирует поведение материала как в исходном испытании на ползучесть, так и в испытании на растяжение с постоянной скоростью, которое послужило верификационным тестом. Для упрощения расчетной стороны были применены механические модели вязкоупругости.

Испытуемым материалом был полиэтилен „Политен” П-003/GO/00 польского производства, который был подвержен ползучести в разных температурах, а также после облучения — разным дозам электронного излучения. Оказалось, что дозу $90 \cdot 10^4$ J/kg можно считать оптимальной точки зрения механических свойств материала.

S u m m a r y

THE EFFECT OF IRRADIATION AND TEMPERATURE ON THE RHEOLOGICAL BEHAVIOUR OF POLYETHYLENE

The paper presents the evaluation of the state equation of the viscoelastic material using creep test as a basis. The state equation has the form of a linear differential equation of the third order. This is proved to be sufficient to simulate the behaviour of the material in the basic creep test as well as in the test of deformation at the constant strain rate which served as a verification. In order to simplify the calculations, mechanical models of viscoelasticity have been applied. All tests were performed on Polish polyethylene „Politen” П-003/GO/00, which underwent the creep tests in various temperatures and after being irradiated with various doses. The optimal irradiation dose was found, which, for this kind of material, is 90×10^4 J/kg.

Praca została złożona w Redakcji dnia 8 czerwca 1983 roku
