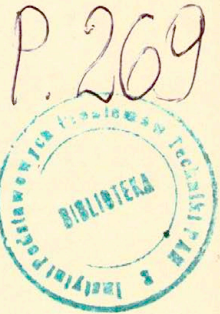


Julian Deputat

**WŁASNOŚCI I WYKORZYSTANIE
ZJAWISKA ELASTOAKUSTYCZNEGO
DO POMIARÓW NAPRĘŻEŃ WŁASNYCH**

28/1987

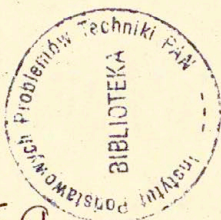
28/1987



WARSZAWA 1987

ISSN 0208-5658

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 26 czerwca 1987 r.



56859



Na prawach rękopisu

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 140 egz. Ark.wyd. 5,63 Ark.druk. 9,5

Oddano do drukarni w sierpniu 1987 r.

Nr zamówienia 374/88.

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,
ul. Sniadeckich 8

Julian Deputat
ZTOC-5

WŁASNOŚCI I WYKORZYSTANIE ZJAWISKA
ELASTOAKUSTYCZNEGO DO POMIARÓW NAPRĘŻEN WŁASNYCH

S T R E S Z C Z E N I E

Dokonano przeglądu nieniszczących metod pomiaru naprężeń własnych w materiałach technicznych i opisano wyniki prac podjętych dla opracowania nowych, ultradźwiękowych sposobów pomiarów naprężeń własnych. Opracowano aparaturę do precyzyjnych pomiarów bezwzględnych wartości fal ultradźwiękowych. Przedstawiono wyniki własności zjawiska wpływu naprężenia na prędkość fal ultradźwiękowych (zjawisko elastoakustyczne) w stali. Wyznaczono wartości stałych elastoakustycznych w kilku gatunkach stali dla podstawowych modów fal ultradźwiękowych. Stwierdzono możliwość wykorzystania tego zjawiska do szybkich, nieniszczących pomiarów naprężeń własnych. Zauważono obecność drugiego obok nieliniowości sieci, źródła zmian prędkości pod wpływem naprężenia w stali znajdującej się w stanie nawrotu po odkształceniu plastycznym. Zbadano własności i zaproponowano opis tego zjawiska oparty o dyslokacyjną teorię zmian modułu sprężystości. Przeprowadzono badania związków między odkształceniem plastycznym przez walcowanie żelaza i zmianami prędkości fal ultradźwiękowych rozchodzących się w kierunku walcowania i prostopadle do kierunku walcowania. Wyniki opisano w oparciu o mechanizmy obrotów ziarn i ruchu dyslokacji w płaszczyznach poślizgu. Zbadano rozkłady anizotropii akustycznej

stali w spoinach i w przekroju szyn kolejowych. Pokazano związki między prędkością fal ultradźwiękowych i teksturą stali oraz akustyczne niezmienniki tekstury w walcowanych blachach stalowych. Zbadano temperaturowe zmiany prędkości fal ultradźwiękowych i różnice prędkości fal związane z niejednorodnością sprężystą stali. Zaproponowano sposoby uwzględniania tych czynników w pomiarach naprężeń własnych (poprawka temperaturowa i poprawka na różnicę własności sprężystych). Opracowano metody pomiarów naprężeń w elementach stalowych znajdujących się w jednoosiowym i w płaskim dwuosiowym stanie naprężenia (śruby, szyny kolejowe, pręty, blachy, połączenia spawane, koła kolejowe). Pokazano możliwość ultradźwiękowych pomiarów naprężeń własnych w walcach hutniczych i wyznaczania gradientów naprężeń szlifierskich.

Opracowano i zbudowano ultradźwiękową aparaturę do przemysłowych badań naprężeń własnych. Rozpoczęto produkcję tej aparatury. Wdrożono ultradźwiękowe pomiary naprężeń do przemysłowej kontroli szyn kolejowych.

Zestawiono wyniki ultradźwiękowych i niszczących pomiarów podłużnych naprężeń własnych w szynach kolejowych produkowanych w Hucie Katowice. Wyniki porównania potwierdzają prawidłowość opracowanych metod i rozwiązań aparaturowych. Zgodność wyników pomiarów naprężeń własnych wykonanych metodą ultradźwiękową z wynikami uzyskanymi metodą rentgenowska i techniką niszcząca uzyskano również w przypadku walców stalowych kół kolejowych.

1. WSTĘP

1.1. Istota i znaczenie naprężeń własnych

Naprężenia własne mogą występować w materiałach sprężysto-plastycznych znajdujących się w jednorodnym polu temperatur bez działania sił zewnętrznych. Powstają one w wyniku przemian strukturalnych związanych ze zmianą masy właściwej lub pod wpływem przekroczenia granicy plastyczności w części objętości materiału na skutek obciążeń mechanicznych i cieplnych.

Ze względu na wielkość obszaru, w którym naprężenia własne równoważą się dzieli się je na trzy rodzaje:

- naprężenia własne pierwszego rodzaju mające zasięg większy od pojedynczych milimetrów i równoważące się w objętości całego przedmiotu,
- naprężenia własne drugiego rodzaju mające zasięg rzędu mikronów i równoważące się w objętościach pojedynczych ziarn metali polikrystalicznych,
- naprężenia własne trzeciego rodzaju o zasięgu rzędu Angstrémów równoważące się w obszarach o wymiarach komórek elementarnych.

Naprężenia własne pierwszego rzędu nazywane są też makronaprężeniami, zaś naprężenia drugiego i trzeciego rzędu łącznie mikronaprężeniami. Naprężenia własne w ogólnym przypadku są wynikiem nałożenia się mikro i makronaprężeń. Różnice między naprężeniami poszczególnych rzędów uwidaczniają się w rentgenowskich obrazach dyfrakcyjnych. Naprężenia trzeciego rzędu o najkrótszym zasięgu związane są z defektami sieci i ich skupiskami. Tworzą się one wokół defektów punktowych typu dziura czy atom międzywęziowy, jak też w obszarach sąsiadujących z dyslokacjami i powodują małe odstępstwa w różnym kierunku od wartości stałej sieci właściwej dla idealnego kryształu. Ich charakter znajduje odbicie w poszerzeniu pierścienia dyfrakcyjnego promieni rentgenowskich.

Naprężenia drugiego rzędu powodują różne odkształcenia wewnątrz poszczególnych ziarn. Mogą być one związane z nierównomiernym rozkładem defektów w objętości ziarna. Jeśli ziarna materiału są duże, to naprężenia drugiego rzędu mogą powodować powstanie obszarów dyfrakcyjnych przesuniętych od średnich pierścieni dyfrakcyjnych. Gdy badany materiał zawiera drobne ziarna, naprężenia drugiego rzędu powodują takie same skutki w rentgenowskim obrazie dyfrakcyjnym jak naprężenia trzeciego rzędu, składając się wspólnie na poszerzenie pierścienia dyfrakcyjnego. Makronaprężenia związane z jednorodnym odkształceniem w obszarze wielu ziarn (jednorodną zmianą odległości międzyatomowych) powoduje przesunięcie pierścienia dyfrakcyjnego rodziny płaszczyzn krystalograficznych.

W technice najważniejszą rolę odgrywają naprężenia własne pierwszego rodzaju. W dalszym ciągu będziemy się zajmować tylko naprężeniami własnymi pierwszego rodzaju w elementach stalowych. Mogą one mieć zarówno znak dodatni (rozciąganie) jak i ujemny (ściskanie) i przybierać wartości, przy których występuje utrata spójności. Naprężenia własne sumują się z naprężeniami pochodzącymi od obciążeń zewnętrznych i często wywierają decydujący wpływ na stan wylęzenia materiału. W zależności od tego czy znaki naprężeń własnych i zewnętrznych są zgodne czy przeciwne wytrzymałość elementów konstrukcyjnych może być odpowiednio większa lub mniejsza. Korzystne są ściskające naprężenia własne w obszarach pracujących na rozciąganie. Stan naprężeń własnych powstających w wyniku mechanicznej, cieplnej i chemicznej obróbki powierzchniowej w istotny sposób wpływa na własności eksploatacyjne warstwy wierzchniej takie jak scieralność czy odporność na pęknięcie. Naprężenia własne mogą zmieniać się w czasie eksploatacji i to w niektórych przypadkach z korzystnych na niekorzystne, sprzyjające rozwojowi pęknięć. Przykładem może być obserwowana w monoblokowych kołach kolejowych zmiana naprężeń obwodowych w wyniku wzrostu temperatury przy hamowaniu ze ściskających, które przeciwdziałają rozwojowi pęknięć, na niekorzystne

rozciągające, które przyspieszają pęknięcie.

Od dawna doceniano udział naprężeń własnych w przedwczesnym zniszczeniu konstrukcji metalowych. Jednakże skomplikowane, żmudne i niszczące metody pomiaru tych naprężeń hamowały postęp prac badawczych i ograniczały badania do przypadków najgroźniejszych, najbardziej kosztownych bądź powodujących najczęstsze awarie. Pomijanie wpływu naprężeń własnych staje się jednak coraz częściej niemożliwe zarówno ze względów technicznych jak i ekonomicznych. Chodzi tu na przykład o potrzebę zmniejszenia masy konstrukcji, zmniejszenia współczynników bezpieczeństwa czy o możliwość pomyślnego stosowania obliczeń z zakresu mechaniki pęknięcia. Ilościowy opis naprężeń własnych jest niezbędny dla poznania faktycznego wyłączenia materiału i oceny własności eksploatacyjnych elementów konstrukcyjnych i części maszyn.

Wiele uwagi poświęca się próbom teoretycznego opisu zjawisk prowadzących do powstania naprężeń własnych. Praktycznym celem prac z tego zakresu jest znalezienie metod wyliczania wartości i rozkładu naprężeń własnych w gotowych wyrobach. Wielkości i kierunek naprężeń własnych jakie powstają w materiale po zabiegach technologicznych w złożony sposób zależą od wielu czynników, z których jako główne należy wymienić:

- własności materiału jak moduły sprężystości, twardość, mikrostruktura, współczynniki rozszerzalności i przewodnictwa cieplnego,
- wielkość i położenie obszaru odkształcenia plastycznego,
- szybkość nagrzewania i chłodzenia,
- kształt i wymiary elementu,
- hartowność,
- zawartość węgla w stali,
- struktura i grubość warstwy wierzchniej.

Złożoność procesów zachodzących w materiale podczas zabiegów technologicznych sprawia, że wyniki prac teoretycznych, opartych na uproszczonych z konieczności modelach, nie mogą być wykorzystywane do oceny stanu naprężeń

własnych nawet w przypadku elementów o prostej geometrii. Pozostają metody doświadczalne.

1.2. Metody pomiaru naprężeń własnych

Najbardziej rozpowszechnione są badania naprężeń własnych oparte na pomiarach odkształceń w wyniku wyzolenia naprężeń przez usunięcie części materiału badanego elementu. Są to badania niszczące. Na podstawie zmierzonych odkształceń wylicza się wartości naprężeń korzystając ze znanych zależności teoretycznych wyprowadzonych dla elementów o różnej geometrii (np. dla cylindrów G. Sachs [1], dla pierścieni N.N. Dawidenkow [2] i dla płyt na podstawie odkształceń wokół otworu odciążającego J. Mathar [3]). Przegląd mechanicznych metod pomiaru naprężeń można znaleźć w wielu podręcznikach na przykład w [4] i [5].

Do klasycznych metod zalicza się tensometrię oporową, dyfraktometrię rentgenowską, elastooptykę i wspomiane metody niszczące oparte na pomiarze odkształceń przy uwalnianiu naprężeń. Wśród nich tylko elastooptyka jest metoda bezpośrednia. Pozostałe metody opierają się na liniowej zależności między mierzonym odkształceniem i wyznaczanym naprężeniem.

Tensometria oporowa ma dobrze opracowane procedury pomiarowe i rozwiniętą aparaturę. Jej główne ograniczenie to brak możliwości pomiaru bezwzględnej wartości naprężeń. Technika ta pozwala mierzyć tylko przyrosty naprężeń, i to wyłącznie naprężeń na powierzchni badanego przedmiotu.

Elastooptyka nadaje się do śledzenia rozkładów naprężeń, ale tylko w modelach wykonanych z materiałów przezroczystych dla światła.

Technika rentgenowska, pozwala na mierzenie naprężeń tylko na powierzchni. Umożliwia jednak pomiar zarówno przyrostów naprężeń, jak i ich wartości bezwzględnych. Naprężenie oblicza się na podstawie mierzonej odległości między płaszczyznami krystalograficznymi. Mankamentem metody jest pracochłonność pomiarów. Wprowadzone ostatnio udoskonalenia aparatury (automatyzacja i wspomaganie komputerowe) oraz postęp w interpretacji dyfraktogramów umożliwiają pomiar naprężeń w

jednym punkcie w ciągu ok. 15 minut. Zastosowanie rentgenowskiej techniki pomiaru naprężeń ogranicza się do materiałów konstrukcyjnych powodujących ugięcie promieni X, a więc głównie metali [6, 7].

Bardzo obiecujące wyniki uzyskano wykorzystując dyfrakcje neutronów. Technika neutronowa jest podobna do dyfraktometrii rentgenowskiej, jednak pozwala na wyznaczenie naprężeń w wewnętrznych obszarach materiału, i to nawet położonych w odległości wielu centymetrów od powierzchni. Za pomocą wiązki neutronów termicznych można wyznaczyć składowe tensora odkształceń, w obszarach wewnętrznych metalu polikrystalicznego [8]. Ograniczenie zastosowań wynika z faktu, że do badań są potrzebne monochromatyczne wiązki o tak znacznym natężeniu, że jako źródło neutronów można stosować tylko reaktory jądrowe albo duże akceleratory.

Podjęwane są próby wykorzystania do pomiarów naprężeń licznych zjawisk, na których przebieg wpływa naprężenie. Wymienić można tu kilka bardziej znaczących. Zależność właściwości magnetycznych ferromagnetyków od naprężenia [9, 10] posłużyła do budowy prototypu przyrządu do badania naprężeń w materiałach hutniczych [11]. Wpływ naprężeń na szumy Barkhausena był wykorzystany w konstrukcji innego aparatu tensometrycznego [12, 13]. Pomiar naprężeń w elementach konstrukcyjnych wykonanych z tworzyw sztucznych można prowadzić, wykorzystując zależność między przenikalnością dielektryczną a naprężeniem. Badany materiał spełnia zwykle rolę ośrodka przegradzającego okładki kondensatora [14]. Do badań naprężeń w dielektrykach wykorzystuje się też mikrofały [15]. Naprężenie wpływa na przebieg emisji akustycznej powstającej przy magnesowaniu ferromagnetyków. W pracy [16] uzyskano wyniki, które wykazują możliwość oceny naprężenia na podstawie charakterystyk magnetycznej emisji akustycznej. Wraz ze zmianą naprężenia obserwuje się zmiany tłumienia fal ultradźwiękowych. Sposób oceny naprężeń własnych, oparty na pomiarze współczynnika tłumienia fal ultradźwiękowych, zaproponowano w [17].

Prócz wymienionych zjawisk magnetycznej emisji akustycznej i tłumienia fal ultradźwiękowych naprężenie ośrodka wyraźnie wpływa na przebieg jeszcze jednego zjawiska akustycznego. Jest

nim temperaturowa zależność prędkości fal ultradźwiękowych [18]. Im większe jest naprężenie, tym silniej prędkość fal zależy od temperatury. Temperaturowy współczynnik zmian prędkości fal ultradźwiękowych jest liniową funkcją naprężenia.

W pracy [19] opisano próbę wykorzystania wpływu naprężeń w materiale na własności magnetostrykcyjne. Obecność naprężeń zmienia amplitudy odkształceń powodowanych przyrostami pola magnetycznego. Podobnie obecność naprężeń zmienia przebieg zależności prędkości fal ultradźwiękowych od natężenia pola magnetycznego [20]. Z wykorzystaniem tego zjawiska wiąże się nadzieję na możliwość rozróżniania znaku naprężeń własnych w wieńcach kół kolejowych [21]. Wyniki otrzymane przy badaniu naprężeń za pomocą opisanych zjawisk są zwykle zależne nie tylko od naprężenia, lecz także od wielu innych czynników, w tym od parametrów materiałowych, jak: skład chemiczny, obróbka cieplna i mechaniczna czy historia próbki. Wiarygodne wyniki ilościowe otrzymuje się tylko przy badaniu materiałów o wysokim stopniu jednorodności. Techniczne materiały konstrukcyjne rzadko spełniają ten warunek. Dlatego opisane techniki nie znalazły dotychczas szerszych zastosowań.

1.3. Cel, zakres i układ pracy

Ograniczenia znanych metod nieniszczących pomiaru naprężeń i brak metody, która pozwoliłaby na szybkie wyznaczenie bezwzględnej wartości naprężeń w ważnych wyrobach i elementach konstrukcji przemawiały za podjęciem badań nad możliwością wykorzystania do tego celu zjawiska elastoakustycznego.

Zjawisko elastoakustyczne polega na zależności prędkości fal sprężystych od naprężenia. Znana z opisu teoretycznego i fragmentarycznych badań doświadczalnych - w tym także wcześniejszych badań autora - zależność prędkości fal ultradźwiękowych od naprężenia w jednoosiowym stanie naprężenia wydawała się być obiecująca dla pomiaru bezwzględnych wartości naprężenia.

Do tego czasu nie było przemysłowych zastosowań zjawiska elastoakustycznego do pomiaru naprężeń własnych. Brak było metod dojrzałych do praktycznego wykorzystania, a w kraju nie było także aparatury nadającej się do prowadzenia ilościowych

badan zależności prędkości fal ultradźwiękowych od naprężenia w materiałach konstrukcyjnych. Nie wiadomo było jak uwzględnić niejednorodność własności sprężystych i teksturę materiałów technicznych. Trudności stwarzał stan powierzchni i rozrzut wymiarów geometrycznych wyrobów. Nie znana była technika wprowadzania i odbioru fal ultradźwiękowych rozchodzących się równolegle do powierzchni przy dostępie tylko do tej powierzchni. Nie znane były własności zjawiska elastoakustycznego w materiałach konstrukcyjnych.

Celem poznawczym pracy było zbadanie własności zjawiska elastoakustycznego w stalowych materiałach konstrukcyjnych i ustalenie wpływu na przebieg zależności między prędkością fal ultradźwiękowych i naprężeniem takich czynników, które decydują o zmianach własności sprężystych stali (temperatura, tekstura, odkształcenie plastyczne itp.).

Praktycznym celem, który mógł być osiągnięty przez wykorzystanie zjawiska elastoakustycznego było opracowanie ultradźwiękowej techniki pomiaru naprężeń w materiałach konstrukcyjnych.

Pierwszym krokiem w kierunku opanowania techniki precyzyjnych pomiarów prędkości fal ultradźwiękowych niezbędnych do prowadzenia badań zjawiska elastoakustycznego był zbudowany według pomysłu autora refraktometr ultradźwiękowy (autorzy patentu: J. Deputat i A. Brokowski, produkcja w ZD Techpan). Aparat ten umożliwiał pomiar prędkości fal powierzchniowych w stali z dokładnością 1 m/s.

W zespole kierowanym przez autora opracowano metodykę wyznaczania gradientów naprężeń własnych przez rozwiązanie tzw. zagadnienia odwrotnego i zastosowano do badania naprężeń szlifierskich.

Po wstępnych badaniach własności zjawiska elastoakustycznego dla fal objętościowych w stali wykonanych za pomocą układów laboratoryjnych autor zaproponował ultradźwiękową metodę pomiaru bezwzględnej wartości naprężeń podłużnych w połączeniach śrubowych (1977r). Metoda ta polega na wykorzystaniu pomiarów czasu przejścia fal podłużnych i poprzecznych wzdłuż osi śruby. Zastosowaniem tej metody do pomiaru naprężeń w śrubach łączących korpusy turbin energetycznych zajął się ENERGOPREM Wrocław przy współpracy ZAN

Unipan, zaś wdrożeniem do pomiaru naprężeń w śrubach stosowanych w konstrukcjach budowlanych MOSTOSTAL.

W roku 1979 autor przeprowadził pomyślne próby wytwarzania i odbioru podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych za pomocą głowic skośnych o kątach padania fal podłużnych różnych pierwszymu i drugiemu kątowi krytycznemu. Opanowanie tej techniki umożliwiło próby zastosowań metody ultradźwiękowej do badania naprężeń w elementach takich jak blachy, szyny czy kształtowniki. W roku 1980 autor opracował koncepcję metody i aparatury ultradźwiękowej do pomiaru naprężeń własnych w szynach kolejowych. Metoda ta polega na pomiarze czasu przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych przez stałe odcinki drogi w materiale szyny i wykorzystaniu stałości modułu objętościowego do uwzględniania lokalnych różnic własności sprężystych materiału. Układ elektroniczny pomiaru czasu opierał się na wielokrotnych pomiarach czasu przejścia fal na drodze między dwoma głowicami odbiorczymi i miał zapewniać dokładność pomiaru czasu t_{1ns}.

Opracowaniem szczegółowym aparatury, budową prototypów i zorganizowaniem produkcji seryjnej, przeprowadzeniem uzupełniających badań podstawowych, wykonaniem pomiarów weryfikujących wyniki ultradźwiękowych badań naprężeń własnych i wreszcie pracami wdrożeniowymi zajął się kierowany przez autora zespół Pracowni Ultradźwiękowych Badań Materiałów Zakładu Teorii Ośrodków ciągłych IPPT-PAN.

Prace zespołu objęły następujące zadania:

a) Wykonanie projektu i zbudowanie prototypu uniwersalnego miernika czasu przejścia impulsów fal ultradźwiękowych z dokładnością nie gorszą niż t_{1ns}. Według idei autora mgr inż. Andrzej Brokowski, mgr inż. Wiktor Stańczyk i inż. Krzysztof Mizerski zbudowali nanosekundowy miernik czasu.

b) Opracowanie metod pomiaru czasu przejścia impulsów fal ultradźwiękowych różnych typów w elementach technicznych o odmiennej geometrii i zbadanie wpływu różnych czynników na wyniki pomiaru czasu. W realizacji zadania obok autora brali udział: mgr Anna Kwasczyńska-Klimek i mgr inż. Jacek Szelażek (badanie wpływu krawędzi bocznej) oraz mgr inż. Marek Adamski (ustalenie wpływu grubości próbki na wynik pomiaru predkości fal podpowierzchniowych).

c) Budowa zestawów głowic do wytwarzania i odbioru różnych typów fal ultradźwiękowych umożliwiających uzyskiwanie niezbędnej dokładności w pomiarach czasu przejścia fal w materiale obiektów technicznych. Autor zaproponował różnicowe układy głowic na podpowierzchniowe fale podłużne i poprzeczne, obrotowe głowice na fale SH i układy na podpowierzchniowe fale SH. Mgr inż. Jacek Szelażek i mgr inż. Andrzej Brokowski wykonali konstrukcje, prototypy i zorganizowali produkcję tych głowic.

d) Wyznaczanie wartości stałych elastoakustycznych dla wybranych materiałów konstrukcyjnych i różnych typów fal, zbadanie wpływu temperatury, niejednorodności materiałów, odkształcenia i tekstury na przebiegi zależności prędkości fal ultradźwiękowych od naprężenia. Badania te wykonał autor.

e) Opracowanie metod pomiaru naprężeń własnych w wybranych materiałach i elementach konstrukcji stalowych. Autor opracował ogólne zasady pomiaru naprężeń własnych w jedno i dwuosiowym stanie naprężenia i zaproponował szczegółowe procedury pomiaru naprężeń wzdłużnych w śrubach, szynach kolejowych i naprężeń obwodowych w wieńcach kół kolejowych z uwzględnieniem wpływu temperatury, niejednorodności własności sprężystych i tekstury materiału.

f) Opracowanie i zbudowanie prototypowej aparatury do przemysłowych pomiarów naprężeń własnych i uruchomienie seryjnej produkcji ultradźwiękowych mierników naprężeń. To najtrudniejsze w istniejących warunkach zaopatrzeniowych i wykonawczych zadanie wykonał zespół kierowany przez mgr inż. Andrzeja Brokowskiego. Obwody elektroniczne projektował i uruchamiał inż. Krzysztof Mizerski.

Udział autora polegał na sformułowaniu procedur pomiarów i obliczania naprężenia, konsultowaniu projektów rozwiązań i badaniach modelu. Przyrząd został opatentowany w kraju i zgłoszony do opatentowania za granicą. Autorzy patentu: Andrzej Brokowski, Julian Deputat, Krzysztof Mizerski.

g) Wdrożenie ultradźwiękowych pomiarów naprężeń własnych do praktyki przemysłowej. Prace wdrożeniowe objęły szereg badań zachowania się aparatury w warunkach ciągłej, przemysłowej kontroli naprężeń własnych w szynach, badania porównawcze wyników pomiarów ultradźwiękowych i niszczących, próby zastosowania miernika do pomiarów naprężeń w szynach

produkowanych odmienną technologią niż w Hucie Katowice (Koncern Thyssen AG i Krupp AG), próby pomiarów naprężeń własnych w walcach hutniczych (Huta Baildon i Zakłady Marichal Ketin w Belgii), pomiary naprężeń własnych w wieńcach kół monoblokowych (SNCF Paryż, Burlington Northern Railroad, University of Nebraska Lincoln), próby wykorzystania miernika do prognozowania zjawiska wypaczania szyn kolejowych w torze (Southern Pacific Railroad - San Francisco) a także pomiary naprężeń w elementach konstrukcji wielkich koparek w kopalni węgla brunatnego i w płaszczach rurociągów derywacyjnych elektrowni w Żarnowcu. W badaniach tych oprócz autora brali udział mgr Anna Kwasczyńska-Klimek, Mgr inż. Jacek Szelażek, mgr inż. Andrzej Brokowski i mgr inż. Marek Adamski.

Ze względu na wymogi ochrony patentowej i tajemnice przemysłowej tylko niektóre wyniki były dotychczas publikowane. Niniejsze opracowanie stanowi pierwsze pełne przedstawienie zarówno ultradźwiękowych metod pomiaru naprężeń, opracowanej aparatury jak też najważniejszych rezultatów.

Praca składa się ze wstępu i dziesięciu rozdziałów przedstawiających poszczególne etapy badań.

Drugi rozdział poświęcono wyjaśnieniu istoty i przedstawieniu teoretycznego opisu zjawiska elastoakustycznego. Zamieszczono tam także ocenę autora dotyczącą możliwości praktycznego wykorzystania tego zjawiska do pomiarów naprężeń własnych.

Trzeci rozdział zawiera krótki przegląd metod pomiaru prędkości fal ultradźwiękowych i szczegółowy opis zasady działania i parametrów nanosekundowego miernika czasu przejścia impulsów ultradźwiękowych, który był opracowany i zbudowany w ramach niniejszej pracy. W dalszej części rozdziału opisano głowice i zestawy głowic ultradźwiękowych, które zaprojektowano, wykonano i używano w czasie wykonywania tej pracy, a także zbudowany do pomiarów prędkości fal powierzchniowych refraktometr ultradźwiękowy. Zbudowana oryginalna aparatura jest w dalszym ciągu wykorzystywana w badaniach własności zjawiska elastoakustycznego i w pracach doktorskich mgr inż. Andrzeja Brokowskiego i mgr inż. Marka Adamskiego.

W rozdziale czwartym zamieszczono wyniki wykonanych przez

autora doświadczalnych badań zależności prędkości fal ultradźwiękowych od naprężenia dla różnych typów fal i dla różnych konfiguracji kierunków rozchodzenia się fal, polaryzacji i naprężenia. Zebrano tu wartości wyznaczonych stałych elastoakustycznych dla stali, aluminium i miedzi, wyniki badania wpływu tekstury na własności elastoakustyczne, a także omówiono własności elastoakustyczne innych metali konstrukcyjnych. Podano wyniki badania niejednorodności własności sprężystych typowych metali konstrukcyjnych i przytoczono przykłady ekstremalnych niejednorodności zauważone w materiale bezcepek walców hutniczych odlewanych metodą odśrodkową. Rozdział kończy przedstawienie wyników badania wpływu temperatury na prędkość fal ultradźwiękowych.

Obszerny rozdział piąty poświęcony jest badaniom anizotropii akustycznej stali. Omówiono źródła anizotropii, podano uzyskane przez autora wyniki pomiarów anizotropii w typowych materiałach walcowanych. Przedstawiono wyniki badania formowania się tekstury w procesie walcowania i opisano zauważone po raz pierwszy w metalach technicznych dyslokacyjne zjawisko zmniejszenia modułu sprężystości w wyniku odkształcenia plastycznego.

Autor przeprowadził analizę tego zjawiska i zaproponował mechanizm wyjaśniający jego własności. Opisał teoretyczne i doświadczalne związki między wyróżnioną orientacją ziarn i prędkością fal ultradźwiękowych. Autor wskazał na niezmienniki akustyczne w stalowych materiałach walcowanych i na możliwości doświadczalnego rozróżniania anizotropii strukturalnej od naprężeniowej. Autor zbadał stałość modułu sprężystości objętościowej i sformułował zasady obliczania i uwzględniania poprawki na lokalne różnice własności sprężystych materiału, w którym mierzone są naprężenia.

W rozdziale szóstym przedstawiono wyniki badania nowego, zauważonego po raz pierwszy przez autora zjawiska wpływu ruchliwych dyslokacji na wartość zmian prędkości fal ultradźwiękowych pod wpływem naprężenia w stali bezpośrednio po odkształceniu plastycznym. Oceniono rolę tego zjawiska w ultradźwiękowych pomiarach naprężeń.

Rozdział siódmy poświęcono szczegółowemu przedstawieniu opracowanych metod pomiaru naprężeń w śrubach i szynach,

opisowi zbudowanej aparatury do przemysłowych pomiarów naprężeń własnych w szynach kolejowych oraz prezentacji wyników porównawczych parametrów naprężeń własnych w szynach metodą ultradźwiękową i metodami niszczącymi. Porównania te wykonane były w laboratoriach Huty Katowice i koncernu Thyssen Stahl AG. Na końcu rozdziału zamieszczono uwagi o porównywaniu wyników pomiarów ultradźwiękowych i niszczących.

Teorie leżąca u podstaw ultradźwiękowych naprężeń własnych w elementach znajdujących się w płaskim dwuosowym stanie naprężenia, próby uwzględniania tekstury i przykłady uwzględniania pomiarów naprężeń własnych wykonanych opracowany i metodami za pomocą zbudowanej aparatury przedstawiono w rozdziale ósmym. Pokazano wyniki badania rozkładów naprężeń w blachach stalowych i ich zmiany w wyniku wygrzewania, rozkładów naprężeń wzdłuż promienia krążków wyciętych z pretów walcowanych, badania naprężeń spawalniczych oraz badania zmian naprężeń własnych w wieńcach monoblokowych kół kolejowych w wyniku działania efektów cieplnych przy hamowaniu. Te ostatnie badania mają szczególną wagę nie tylko ze względu na ich znaczenie praktyczne, ale też i dlatego, że równoległe z pomiarami ultradźwiękowymi niezależna grupa pomiarowa z laboratorium kolei francuskich prowadziła pomiary metodą rentgenowską. Badania były więc też testem wiarygodności metody ultradźwiękowej.

Metode i wyniki badania naprężeń szlifierskich, a także propozycje sposobu pomiaru naprężeń własnych na powierzchni bezki walców hutniczych, opisano w rozdziale dziewiątym.

Niedostatki jakimi jeszcze obciążona jest metoda ultradźwiękowa, kierunki niezbędnych prac badawczych i możliwości rozwoju wskazane są w rozdziale dziesiątym.

Ostatni rozdział sumuje ważniejsze cele osiągnięte w pracy, a także zawiera ocenę ich znaczenia naukowego i technicznego oraz wnioski wynikające z pracy.

2. ZJAWISKO ELASTOAKUSTYCZNE

O prędkości fal akustycznych w ciele stałym decydują siły oddziaływań międzycząsteczkowych i masa atomów przenoszących ruch falowy. Liniowa teoria sprężystości prowadzi do znanych wzorów na prędkości fal podłużnych i poprzecznych w nieograniczonym izotropowym ciele stałym:

$$(1) \quad v_{11} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}}$$

$$(2) \quad v_{12} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{2\rho} \frac{1}{1+\nu}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$$

We wzorach tych V oznacza prędkość fazową fal, pierwszy indeks określa kierunek rozchodzenia się fali w prostokątnym układzie współrzędnych o osiach 1, 2 i 3, drugi indeks określa kierunek drgań cząsteczek w fali, ρ - gęstość masy, E i G - moduły sprężystości podłużnej i poprzecznej, λ i μ - stałe Lamego (stałe sprężystości drugiego rzędu), ν - liczba Poissona.

Klasyczna teoria sprężystości zakłada nieskończenie małe odkształcenia ciał doskonale sprężystych. W takich ciałach odkształcenia są zależne tylko od naprężeń i od temperatury (poprzez temperaturową zależność stałych sprężystości). Teoria sprężystości daje w wielu przypadkach wystarczająco dobry opis zachowania się materiałów konstrukcyjnych pod wpływem obciążenia. Czasami jednak opis w ramach teorii sprężystości nie wystarcza. Powodem mogą być zbyt duże odstępstwa od założonych nieskończenie małych odkształceń. W roku 1953 Hughes i Kelly opublikowali pracę [22], w której wyprowadzili wzory na prędkość fal sprężystych w ciałach stałych poddawanych naprężeniu (odkształcenia nieskończenie małe nałożone na odkształcenie skończone). Wykorzystali oni teorię odkształceń skończonych Murnaghana uwzględniając człony trzeciego rzędu w wyrażeniu na energię sprężystą ciała odkształconego. Uzyskane przez tych autorów siedem zależności wiążących prędkości fal sprężystych o małej amplitudzie z naprężeniem są uważane za fundamentalne dla opisu zjawiska elastoakustycznego. Zależność

prędkości fal sprężystych od naprężenia panującego w ośrodku była obserwowana i uwzględniana w badaniach propagacji fal sejsmicznych. W miarę wzrostu odległości od powierzchni Ziemi rośnie ciśnienie i zwiększa się prędkość fal. Działają jednak dodatkowe czynniki, które wpływają na prędkość fal i komplikują zależność prędkości od głębokości. Ze wzrostem głębokości rośnie temperatura. Wzrost temperatury powoduje zmniejszanie prędkości fal. Na te dwa czynniki działające w przeciwnych kierunkach nakłada się jeszcze złożona i nieciągła struktura Ziemi [23].

W roku 1959 Benson i Raelson zademonstrowali skrócenie płaszczyzny polaryzacji ultradźwiękowych fal poprzecznych przy zmianach naprężenia [24]. Praca Bensona i Raelsona jest traktowana jako pierwsza w ultradźwiękowych pomiarach naprężeń. Rozwinięciem pracy Hughes'a jest teoria Toupina i Bernsteina opublikowana w roku 1961 [25]. Autorzy przedstawiają ogólne równania dla przypadku małych odkształceń nałożonych na skończone odkształcenia idealnie sprężystego ośrodka o dowolnej symetrii. W roku 1963 Thurston i Brugger [26] przedstawili teorię opisującą dowolną symetrię krystaliczną i dowolny układ naprężeń zależny tylko od jednej zmiennej (np. entropia albo temperatura) i prowadzącą do wyrażenia prędkości fal sprężystych przez stałe sprężystości (drugiego i trzeciego rzędu) i naprężenie. W ostatnim dziesięcioleciu miał miejsce intensywny rozwój teorii zjawiska elastoakustycznego. Kolejne prace przynosiły próby opisu zachowania się fal akustycznych w ośrodkach rzeczywistych, w tym w materiałach technicznych z uwzględnieniem ich złożonej struktury i niejednorodności. Wyniki tych prac będą wykorzystywane w dalszych rozdziałach. Obszerny przegląd prac teoretycznych dotyczących zjawiska elastoakustycznego można znaleźć w monografiach i artykułach przeglądowych [27,28]. Odmiennie podejście autorów i różny stopień przybliżenia prowadzą jednak do innych w każdej pracy wzorów końcowych. Dla poznania istotnych własności zjawiska elastoakustycznego wystarczy rozpatrzyć wyniki fundamentalnej pracy Hughes'a i Kelly'ego [22] pamiętając, że opisują one rozchodzenie się fal w jednorodnym izotropowym ośrodku sprężystym. Niżej przytoczone będzie za [22] wyprowadzenie zależności prędkości fal akustycznych od naprężenia. Falę

akustyczna rozchodząca się w ośrodku odkształconym rozpatruje się jako nieskończenie małe odkształcenie nałożone na odkształcenie skończone. Opis prowadzi się we współrzędnych Lagrange'a, przyjmując jako zmienne niezależne początkowe współrzędne (a_1, a_2, a_3) punktu materialnego w prostokątnym kartezjańskim układzie współrzędnych. Położenie końcowe punktu określają współrzędne (x_1, x_2, x_3) . W rozpatrywanym przypadku odkształcenia związek między współrzędnymi końcowymi i początkowymi ma postać:

$$(3) \quad x_r = A_r a_r + U_r(a), \quad r = 1, 2, 3$$

W zależności (3) $U_r(a)$ są ogólnie funkcjami współrzędnych początkowych a , spełniającymi warunek $U_r(a) \ll A_r - 1$. Składowe odkształcenia są:

$$(4) \quad \eta_{rs} = \alpha_r \delta_{rs} + A_r A_s e_{rs}$$

gdzie: δ_{rs} - jest funkcja delta Kroneckera, $\delta_{rs} = 1$ dla $r=s$ i $\delta_{rs} = 0$ dla $r \neq s$, zaś

$$(5) \quad \alpha_r = 1/2 [A_r^2 - 1] \quad i \quad e_{rs} = 1/2 \left[\frac{\partial U_r}{\partial x_s} + \frac{\partial U_s}{\partial x_r} \right]$$

Okształcenia e_{rs} są tu nieskończenie małymi odkształceniami wyliczonymi ze stanu ogólnego trzysiosego odkształcenia skończonego określonego przez α_r . Ostateczne równania na odkształcenia zawierają tylko kwadraty η_{rs} . Przy budowaniu równań naprężeń zastosowano następujące zasady: "W członach nie zawierających e_{rs} odkształcenie α_r zachowuje się tylko w potęgach pierwszej i drugiej. We współczynnikach e_{rs} zachowuje się α_r tylko w pierwszej potędze. Członki zawierające e_{rs} w potęgach wyższych niż pierwsza zaniedbuje się". Przy zachowaniu tych zasad składowe odkształcenia (4) można zapisać:

$$(6) \quad \eta_{rs} = \alpha_r \delta_{rs} + (1 + \alpha_r + \alpha_s) e_{rs}$$

Dla ośrodka izotropowego energia odkształcenia jest funkcją tylko niezmienników odkształcenia. Niezmienniki te określone są

przez:

$$(7) \quad I_1 = \delta_s^r \eta_{rs},$$

$$I_2 = \binom{1}{2!} \delta_{su}^{rt} \eta_{rs} \eta_{tu}; \quad I_3 = \binom{1}{3!} \delta_{suv}^{rt} \eta_{rs} \eta_{tu} \eta_{vw}$$

gdzie symbole δ oznaczają ogólną funkcję delta Kroneckera. Gęstość energii odkształcenia wyraża się przez te niezmienniki wzorem Murnaghana [29]:

$$(8) \quad \Phi = \frac{1}{2} (\lambda + 2\mu) I_1^2 - 2\mu I_2 + \frac{1}{3} (1 + 2m) I_1^3 - 2m I_1 I_2 + n I_3,$$

gdzie:

λ i μ są stałymi Lamego, zaś l , m i n - są stałymi sprężystości trzeciego rzędu. Gęstość masy wyraża się wzorem:

$$(9) \quad \rho = \frac{\rho_0}{1 + 2I_1 + 4I_2 + 8I_3}$$

W (9) ρ_0 - jest gęstością masy ośrodka nieodkształconego.

Wzory na naprężenie mają postać [29]:

$$(10) \quad T_{rs} = T_{rs}^0 + \sum_{tu} C_{rstu} \frac{\partial u_t}{\partial x}$$

gdzie: $T_{rs}^0 = \left[\lambda + (1-m-\lambda) \theta + (\lambda+m-\mu) \alpha_r \right] \theta \delta_{rs} + 2\mu (\alpha_r + 2\alpha_r^2) \delta_{rs} + m \sum_t \alpha_t^2 \delta_{rs} + \frac{1}{2n} \sum_{tu} \delta_{stu}^{rtu} \alpha_t \alpha_u;$

$$C_{rstu} = \left[\lambda + 2(1-\lambda-m) \theta + 2(\lambda+m)(\alpha_r + \alpha_t) - 2\mu \alpha_r \right] \delta_{rs} \delta_{tu} +$$

$$\left[\mu + (\lambda+m-\mu)\theta + 2\mu(\alpha_r + \alpha_s + \alpha_u) \right] (\delta_{rt} \delta_{su} + \delta_{ru} \delta_{st}) + \frac{1}{2n} \sum_v (\delta_{svt}^{rvu} + \delta_{svu}^{rvt}) \alpha_v;$$

$$\theta = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$$

Przyjmuje się, że U_r (patrz wzór 3) jest dane funkcją czasu w postaci:

$$(11) \quad U_r = F_r \left(\sum_s N_s x_s - vt \right)$$

w którym N_s - są składowymi wektora jednostkowego, V - jest prędkością, a t - oznacza czas. Tak określone U_r przedstawia płaską falę rozchodzącą się w kierunku określonym przez N_s . Prędkość fali V otrzymuje się rozwiązując równanie:

$$(12) \quad \text{Det} \int_{ru} C_{rstu} N_r N_u - V^2 \delta_{st} = 0.$$

Wyznacznik ten jest symetryczny. Istnieją trzy rzeczywiste rozwiązania na prędkość dla każdego kierunku N_s , a kierunki prędkości cząsteczek w tych trzech rozwiązaniach są wzajemnie prostopadłe. Dla przypadku gdy fale akustyczne rozchodzą się w kierunku osi 1 te trzy rozwiązania mają postać:

$$(13) \quad \begin{aligned} \rho_0 V_1^2 &= \lambda + 2\mu + (2l + \lambda)\theta + (4m + 4\lambda + 10\mu)\alpha_1 \\ \rho_0 V_2^2 &= \mu + (\lambda + m)\theta + 4\mu\alpha_1 + 2\mu\alpha_2 - \frac{1}{2}n\alpha_3 \\ \rho_0 V_3^2 &= \mu + (\lambda + m)\theta + 4\mu\alpha_1 + 2\mu\alpha_3 - \frac{1}{2}n\alpha_2 \end{aligned}$$

By uzyskać zależności dla określonego stanu naprężenia należy wyznaczyć α_r przez wzory teorii liniowej, co można osiągnąć przez liniowe przybliżenie T_0^{rs} .

Dla jednoosiowego stanu odkształcenia z zależności (13) otrzymuje się pięć wzorów na prędkości fal płaskich. Gdy naprężenie działa w kierunku osi 1 to $\delta_{11} \neq 0$, $\delta_{22} = \delta_{33} = 0$ i odkształcenia będą:

$$(14) \quad \alpha_1 = U_{11} = \epsilon; \quad \alpha_2 = U_{22} = \alpha_3 = U_{33} = -\nu\epsilon$$

gdzie: ν - liczba Poissona, ϵ - odkształcenie (względna zmiana długości). Dla fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się w kierunku naprężenia otrzymuje się:

$$(15) \quad \begin{aligned} \rho_0 V_{111}^2 &= \lambda + 2\mu + \left[4(\lambda + 2\mu) + 2(\mu + m) + \nu\mu\left(1 + \frac{2l}{\lambda}\right) \right] \mu_{11} \\ \rho_0 V_{121}^2 &= \rho_0 V_{131}^2 = \mu + \left[4\mu + \nu\left(\frac{\mu}{2}\right) + m(1 - 2\nu) \right] \mu_{11} \end{aligned}$$

Kolejne liczby przy znakach prędkości oznaczają kierunek propagacji, kierunek polaryzacji i kierunek naprężenia. Gdy fale biegną w kierunku prostopadłym do kierunku naprężenia

prędkości ich wyrażają się wzorami:

$$\rho_0 V_{221}^2 = \lambda + 2\mu + \left[21(1-2\nu) - 4\nu(m+\lambda+2\mu) \right] \mu_{11}$$

$$(16) \quad \rho_0 V_{211}^2 = \rho_0 V_{311}^2 = \mu + \left[(\lambda + 2\mu + n)(1-2\nu) + \frac{1}{2}n\nu \right] \mu_{11}$$

$$\rho_0 V_{231}^2 = \rho_0 V_{321}^2 = \mu + \left[(\lambda + m)(1-2\nu) - 6\nu\mu - \frac{1}{2}n \right] \mu_{11}$$

Odształcenie μ_{11} wyraża się przez naprężenie σ_{11} zgodnie z wzorem liniowej teorii sprężystości:

$$(17) \quad U_{ik} = \frac{1}{2\mu} \left[\delta_{ik} - \frac{\lambda}{2\mu+3\lambda} \delta_{ik} (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}) \right]$$

Ze wzoru (17) dla jednoosiowego stanu naprężeń otrzymuje się:

$$\epsilon = \frac{1}{\mu} \frac{\mu+\lambda}{2\mu+3\lambda} \sigma_{11} = \frac{1}{3K_0} \cdot \frac{\mu+\lambda}{\mu} \sigma_{11}$$

gdzie: $K_0 = \lambda + 2/3\mu$ - jest modulem sprężystości objętościowej.

Uwzględniając (17) w (15) i (16) otrzymuje się następujące wzory na prędkość fal akustycznych w odkształconym ciele stałym:

$$\rho_0 V_{111}^2 = \lambda + 2\mu - (\sigma/3K_0) \left[\frac{\lambda+\mu}{\mu} (4\lambda+10\mu+4m) + \lambda+21 \right]$$

$$\rho_0 V_{113}^2 = \lambda + 2\mu + (\sigma/3K_0) \left[\frac{2\lambda}{\mu} (\lambda+2\mu+m) - 21 \right]$$

$$(18) \quad \rho_0 V_{131}^2 = \mu - (\sigma/3K_0) \left(4\lambda+4\mu+m + \frac{\lambda n}{4\mu} \right)$$

$$\rho_0 V_{133}^2 = \mu (\sigma/3K_0) \left(\lambda+2\mu+m + \frac{\lambda n}{4\mu} \right)$$

$$\rho_0 V_{132}^2 = \mu + (\sigma/3K_0) \left(2\lambda - m + \frac{n}{2} + \frac{\lambda n}{\mu} \right)$$

W podobny sposób dla przypadku ciśnienia hydrostatycznego

$$(19) \quad \rho_0 V_{11P}^2 = \lambda + 2\mu - (P/3K_0) (6\lambda+4m+7\lambda+10\mu)$$

$$\rho_0 V_{13P}^2 = \mu - (P/3K_0) \left(3m - \frac{n}{2} + 3\lambda + 6\mu \right)$$

gdzie: P - jest wartością ciśnienia.

Biorąc pod uwagę wyrażenie (1) i (2) na prędkości fal akustycznych w nieodkształconym ciele izotropowym oraz przyjmując, że przyrosty prędkości $V-V_0$ pod wpływem naprężenia są małe w porównaniu z bezwzględnymi wartościami prędkości V i V_0 (co pozwala stosować przybliżenie: $V+V_0 \approx 2V_0$) z równań (18) i (19) otrzymuje się związki między względnymi zmianami prędkości i naprężeniem. Dla fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się w kierunku naprężenia zależności te mają postać:

$$(20) \quad \left[\frac{V-V_0}{V_0} \right]_{111} = - \frac{\frac{\lambda+\mu}{\mu} (4\lambda+10\mu+4m)+\lambda+2l}{2(\lambda+2\mu)(3\lambda+2\mu)} \cdot \sigma_1$$

$$(21) \quad \left[\frac{V-V_0}{V_0} \right]_{131} = - \frac{\frac{\lambda n}{4\lambda+4\mu+m} + \frac{4\mu}{4\mu}}{2\mu(3\lambda+2\mu)} \cdot \sigma_1$$

Podobne związki można uzyskać dla innych rodzajów fal i kierunków rozchodzenia się względem kierunku naprężenia. Współczynniki proporcjonalności między naprężeniem i względnymi zmianami prędkości fal nazywają się współczynnikami elastoakustycznymi. Współczynniki te wyrażają się przez stałe sprężystości drugiego (λ , μ) i trzeciego rzędu (l , m , n). Zlinearyzowane zależności typu (20) i (21) są podstawowymi związkami tensometrii ultradźwiękowej. Są one zapisywane w postaci:

$$(22) \quad \frac{V-V_0}{V_0} = \frac{t_0-t}{t} = \beta \sigma$$

gdzie: t i t_0 - są czasami przejścia przez ustalony odcinek drogi odpowiednio w materiale naprężonym i w materiale bez naprężeń (materiał w stanie naturalnym), zaś β jest współczynnikiem elastoakustycznym.

Zależności typu (20) i (21) są wykorzystywane do wyznaczania wartości stałych sprężystości trzeciego rzędu na podstawie pomiarów względnych zmian prędkości fal pod wpływem

znanych przyrostów naprężenia. Dla stali na szyny (C-0,67+0,80; Mg-0,70+1,00; P_{max}-0,04; S_{max}-0,05; Si-0,10+0,25) gęstość masy i stałe sprężystości mają wartości [30, 31]:

$$\begin{aligned}\rho_0 &= 7800 \text{ kg/m}^3 \\ \lambda &= 11,58 \cdot 10^4 \text{ MPa} \\ \mu &= 7,99 \cdot 10^4 \text{ MPa} \\ l &= -24,8 \cdot 10^4 \text{ MPa} \\ m &= -62,3 \cdot 10^4 \text{ MPa} \\ n &= -71,4 \cdot 10^4 \text{ MPa}\end{aligned}$$

Wyliczone współczynniki elastoakustyczne mają wartości:

$$\begin{aligned}\beta_{111} &= -1,21 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1} \\ \beta_{121} &= -0,32 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1} \\ \beta_{221} &= -0,18 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1} \\ \beta_{211} &= -0,75 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1} \\ \beta_{311} &= -0,66 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1}\end{aligned}$$

Zmierzone w tej pracy wartości średnie stałych elastoakustycznych dla stali tego gatunku nie różnią się od wyliczonych o więcej niż 5%. Przemawia to za poprawnością teorii Hughes'a i Kelly'ego. Wartości stałych elastoakustycznych wskazują, że największe zmiany prędkości przy ustalonym przyroście naprężenia występują w przypadku fal podłużnych rozchodzących się w kierunku naprężenia. Najmniej czułe na naprężenia są fale poprzeczne rozchodzące się w kierunku prostopadłym do kierunku naprężenia i spolaryzowane w kierunku prostopadłym do kierunku naprężenia.

3. TECHNIKA POMIARU PRĘDKOŚCI FAL ULTRADŹWIĘKOWYCH

3.1. Nanosekundowy miernik czasu

Pomiary zmian prędkości fal ultradźwiękowych pod wpływem naprężenia można wykonywać za pomocą aparatury o dostatecznej dokładności. Wykorzystuje się zarówno metody geometryczne, metody pomiaru długości fal, oporności akustycznej ośrodka jak też metody pomiaru czasu przejścia fal ultradźwiękowych.

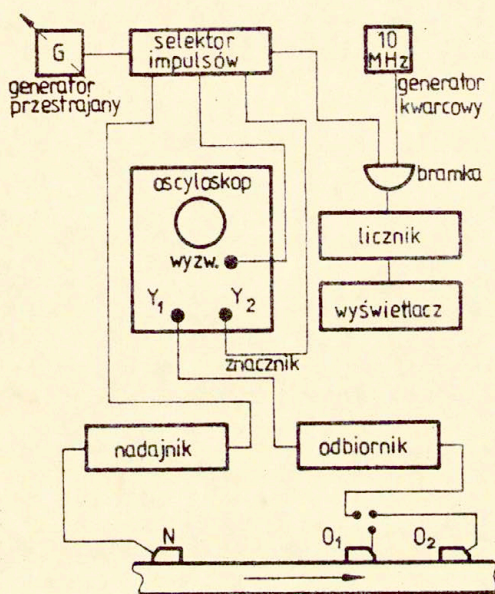
Przegląd sposobów pomiaru prędkości fal ultradźwiękowych i opisy odpowiednich układów pomiarowych można znaleźć w dostępnych artykułach i monografiach [32 + 35]. Najczęściej są stosowane metody oparte na pomiarze czasu przejścia fal ultradźwiękowych przez stały odcinek drogi w badanym materiale. W zależności od geometrii elementu i stanu naprężenia dobiera się układ głowic, rodzaje fal i kierunki propagacji. Do wyznaczenia bezwzględnej wartości naprężenia potrzebny jest pomiar bezwzględnej wartości prędkości (czasu przejścia), a nie tylko pomiar zmiany prędkości. Zwykle wymaga się wyznaczenia naprężenia z dokładnością nie gorszą, niż 10 MPa. Oznacza to konieczność pomiaru bezwzględnej wartości fal z dokładnością do dziesiątej części metra na sekundę, a więc konieczność stosowania aparatury o dokładności nie gorszej niż 0,05% wartości mierzonej. Pomiary oparte na odczycie położenia impulsu ultradźwiękowego na skali podstawy czasu lampy oscyloskopowej są nieprzydatne. Przy zmianach naprężenia zmienia się kształt czoła impulsu ultradźwiękowego. Przyrządy do pomiaru czasu przejścia fal, oparte na automatycznym wyzwaniu licznika czasu przez odebrany impuls ultradźwiękowy, jak znany od kilkudziesięciu lat układ realizujący metodę krążącego impulsu czy układy ze sprzężeniem zwrotnym, wykorzystujące zmianę fazy impulsu, mogą wnosić niekontrolowane błędy, gdyż ich wskazania są zależne nie tylko od czasu przejścia impulsu, lecz również od kształtu czoła impulsu. Dlatego korzystne jest stosowanie układów z wizualizacją odebranego sygnału ultradźwiękowego, umożliwiających wybór części impulsu wyzwalającego licznik czasu.

Dla potrzeb badań zjawiska elastoakustycznego i dla ultradźwiękowych pomiarów naprężeń wybrano metodę, która przy spełnieniu wymagań dotyczących powtarzalności i dokładności jest dostatecznie prosta. Opracowano i zbudowano nanosekundowy miernik czasu przejścia impulsów fal ultradźwiękowych o dokładności 11 ns (10^{-9} s) [36]. Przyrząd ten może służyć do pomiarów czasu od impulsu pobudzającego przetwornik do impulsu odebranego, jak również między wybranymi impulsami odebranymi. Schemat blokowy układu nanosekundowego miernika czasu przedstawia rysunek 1. Generator przestrajany wytwarza drgania o okresie T . Drgania te są kierowane do selektora impulsów.

Selektor impulsów wytwarza sygnał wyzwolenia nadajnika, sygnał wyzwolenia podstawy czasu, sygnał znacznika i sygnał bramki. Nadajnik powoduje pobudzenie przetwornika głowicy nadawczej i wysłanie impulsu ultradźwiękowego do badanego materiału. Czas jaki upływa między wysłaniem kolejnych impulsów ultradźwiękowych (okres powtarzania) wynosi $10T$. Po upływie czasu równego $9T$ wyzwolana jest podstawa czasu oscyloskopu. Czas ten jest tak dobrany, aby na ekranie oscyloskopu można było obserwować odpowiednio rozciągnięty sygnał ultradźwiękowy odebrany przez przetwornik odbiornika. Na odebrany sygnał widoczny na ekranie lampy oscyloskopowej nakładany jest sygnał znacznika czasu pojawiający się po czasie $10T$ od chwili wyzwolenia nadajnika. Przez precyzyjne strojenie generatora G można dobrać tak jego okres drgań T , że znacznik czasu znajdzie się w wybranym miejscu na zobrazowaniu odebranego impulsu ultradźwiękowego. Wtedy czas przejścia fal ultradźwiękowych równy będzie $10T$. Przez zliczenie w czasie równym $10^4 T$ impulsów kwarcowego generatora wzorcowego o częstotliwości 10MHz i po zaokrągleniu wskazania ostatniego licznika pomiar czasu T zostanie dokonany z dokładnością $\pm 1\text{ns}$. Decydujący wpływ na dokładność i powtarzalność pomiarów ma ustawienie znacznika na wybrane maksimum impulsu zobrazowanego na ekranie lampy oscyloskopowej. Poprzez wprowadzenie znacznika w kształcie litery V (rys. 2a) i stosowanie kryterium równych ramion przy nakładaniu znacznika na maksimum przebiegu (rys. 2b) uzyskano powtarzalność kolejnych pomiarów czasu przejścia równą $\pm 1\text{ns}$, przy częstotliwości fal 4MHz . Dokładność układów elektronicznych wynosi $\pm 0,1\text{ns}$. Dla średnich mierzonych czasów przejścia $t \approx 100\mu\text{s}$, co odpowiada dla fal podłużnych odległości 60cm w stali, błąd względny pomiaru czasu równy jest $\Delta t/t = 10^{-5}$ ($0,001\%$). Miernik wykazuje stabilność długoczasową nie gorszą niż $\pm 1\text{ns}$. Układ pomiarowy pracuje metodą echa lub przepuszczania. Jest on przeznaczony do pomiarów czasów przejścia w granicach od 1ns do 1000ns . Jest to uniwersalny miernik bezwzględnej wartości czasu między wybranymi miejscami na zobrazowaniach impulsów przebiegu okresowego. W szczególności nadaje on się do pomiarów różnicowych - to jest do pomiarów różnicy czasu jaki upływa między odebraniem tego samego impulsu ultradźwiękowego przez dwie głowice ustawione w

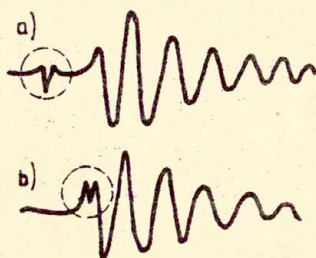
pewnej odległości na drodze wiązki fal ultradźwiękowych, lub między różnymi echami tego samego impulsu.

Duże znaczenie w pomiarach czasu przejścia fal ultradźwiękowych, a więc i w ultradźwiękowych pomiarach naprężeń mają: stan powierzchni z której są wprowadzane i odbierane fale, temperatura materiału i geometria próbki.

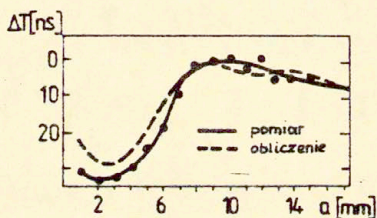


Rys.1. Schemat blokowy nanosekundowego miernika czasu przejścia impulsów fal ultradźwiękowych. W dolnej części układ głowic ultradźwiękowych umieszczonych na powierzchni badanego elementu.

N-głowica nadawcza fal podpowierzchniowych, O_1, O_2 -głowice odbiorcze. Strzałka oznacza wiązkę fal ultradźwiękowych.



Rys. 2. Zobrazowanie impulsu odebranego na ekranie lampy oscyloskopowej.
 a) w kółku przed impulsem znacznik czasu w kształcie litery V.
 b) znacznik czasu naprowadzony na pierwsze maksimum



Rys. 3. Zmiany czasu przejścia ΔT trzeciego echa dna próbki płasko-równoległej w funkcji odległości środka głowicy od krawędzi próbki. Fale podłużne. Próbka stalowa o grubości 20 mm.

Powierzchnia powinna być gładka, a głowice powinny całą powierzchnią kontaktową przylegać do badanego materiału. W przypadku powierzchni zakrzywionych niezbędne jest dopasowanie powierzchni kontaktowej głowic do kształtu powierzchni badanego przedmiotu, albo punktowy odbiór fal. Wykluczone muszą być spaczenia, wżery i inne nierówności powierzchni. Ostre wymagania jakości powierzchni wynikają z faktu, że różnica grubości warstwy cieczy sprzęgającej o jedną jednostkę jest równoważna czterokrotnie większej różnicy drogi fal w metalu (dla fal podłużnych) albo dwukrotnie większej w przypadku fal poprzecznych. Czas przejścia fal podłużnych przez warstwę cieczy o grubości 0,1 mm wynosi w przybliżeniu 70ns. Taki błąd pomiaru czasu przejścia fal podłużnych w próbce metalicznej powoduje różnica grubości 0,1 mm warstwy sprzęgającej pod głowicą ultradźwiękową. W przypadku układu głowic stosowanych do pomiaru naprężeń własnych w szynach (patrz 10.2) zmianie czasu przejścia fal podłużnych o 3ns odpowiada zmiana wskazania naprężenia o ok. 10 MPa. Wskazuje to na znaczenie, jakie należy przywiązywać do jakości powierzchni i powtarzalności sprzężenia akustycznego. Niestety, powierzchnia wyrobów hutniczych nie bywa ani dostatecznie gładka ani też wystarczająco płaska. Dlatego często niezbędne jest przygotowanie powierzchni do pomiaru naprężeń własnych. Minimalizację wpływu jakości powierzchni osiąga się przez pomiar czasu przejścia metodą różnicową. W przypadku pracy metodą echa będą to pomiary różnicy czasu między impulsem nadawczym i wybranymi dwoma echemi dna, w przypadku badania falami podpowierzchniowymi pomiary różnicy czasu między impulsem nadawczym i impulsem odebrany przez dwie głowice odbiorcze ustawione na kierunku rozchodzenia się wiązki fal. Wpływ temperatury na prędkość jest przedstawiony w p. 7.

Rola bocznej powierzchni ograniczającej jest dyskutowana w pracy [37]. Przy badaniu elementów płasko-równoległych gdy głowice znajdują się w pobliżu krawędzi lub szczeliny o powierzchni równoległej do kierunku rozchodzenia się fal część wiązki ultradźwiękowej odbija się od powierzchni bocznej i po kolejnym odbiciu od dna trafia do głowicy i może brać udział w tworzeniu echa dna. Impulsy powstałe w wyniku interferencji impulsów rozchodzących się bezpośrednio między głowicą i dnem

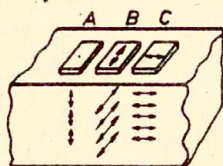
próbki z impulsami docierającymi do głowicy po odbiciu od ściany bocznej są zniekształcone w porównaniu z impulsami utworzonymi przez odbicie od dna. Pomiaru czasu dokonuje się przez naprowadzenie znacznika na wybrany fragment echa. Nie wolno więc dopuścić do zaburzenia tej części impulsu. Stopień zniekształcenia zależy od rozbieżności wiązki, odległości głowicy od krawędzi i od czasu jaki upłynął od wprowadzenia impulsu ultradźwiękowego do odebrania ech wybranych do pomiaru. Wpływ bocznej krawędzi na zmierzone czasy impulsów fal ultradźwiękowych badano doświadczalnie i numerycznie. Na rys. 3 pokazano zmierzone i obliczone czasy przejścia dla trzeciego echa dna izotropowej próbki stalowej o grubości 20 mm dla różnych odległości głowicy fal podłużnych od krawędzi. Zmiany wywołane obecnością krawędzi sięgają 30ns. Są to wartości znaczące i muszą być uwzględniane przy badaniu rozkładów naprężeń w obszarach bliskich krawędzi. Zgodność przebiegów wyznaczonych doświadczalnie i obliczonych numerycznie pozwala na wprowadzenie odpowiednich poprawek do wyników pomiarów czasu w pobliżu krawędzi elementu czy też w otoczeniu pęknięcia.

Przy badaniu blach wiązkami fal rozchodzącymi się równoległe do powierzchni próbek jak np. w przypadku fal podpowierzchniowych, należy oczekiwać wpływu przeciwległej powierzchni na kształt odebranego impulsu ultradźwiękowego. Kryterium minimalnej grubości próbki, przy której kształt impulsu odebranego jeszcze nie jest zaburzony sformułowano w pracy [38]. Kryterium to otrzymano w oparciu o proste zależności geometryczne. Punktem wyjścia był warunek, by początek impulsu wykorzystywanego do pomiaru czasu nie był zakłócony impulsem fali objętościowej odbitej od dna próbki.

3.2. Głowice ultradźwiękowe

Do pomiaru czasu przejścia fal podłużnych i poprzecznych — rozchodzących się w kierunkach równoległych do powierzchni próbek, zbudowano głowice, które wytwarzają tak rozchodzące się fale ultradźwiękowe przez załamanie fal podłużnych padających na granice materiału klina głowicy i badanego elementu odpowiednio pod pierwszym i drugim kątem krytycznym. Takie

wiązki fal nazywają się wiązkami fal podpowierzchniowych. Opracowanie tych głowic pozwoliło na wprowadzenie fal rozchodzących się równoległe do powierzchni bezpośrednio z tej powierzchni. Umożliwiło to prowadzenie badań takich elementów jak blachy, pręty, szyny czy walce. Gdy jako źródła drgań w głowicach skośnych na podpowierzchniowe fale poprzeczne zastosowano przetworniki piezoelektryczne na drgania ścinania, otrzymano wiązki fal poprzecznych, w których płaszczyzna polaryzacji jest równoległa do powierzchni (fale SH).



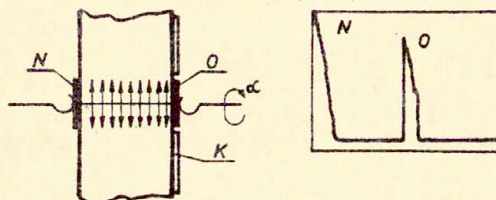
Rys. 4. Przetworniki piezoelektryczne w głowicy zespolonej.
A - przetwornik wytwarzający fale podłużne, B i C - przetworniki wytwarzające fale poprzeczne spolaryzowane w płaszczyznach prostopadłych względem siebie.

Zastosowanie metody ultradźwiękowej do wyznaczania bezwzględnej wartości naprężeń głównych w elementach płasko-równoległych wymaga wykorzystania fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się w kierunku grubości płyty, przy czym w przypadku fal poprzecznych niezbędne są obserwacje ech dna i pomiary czasu przejścia przy różnej orientacji płaszczyzny polaryzacji [39]. Ze względu na niejednorodność własności materiałów technicznych i lokalne różnice grubości, wszystkie pomiary powinny być wykonane na tej samej drodze. Kolejne przykładanie głowic wytwarzających poszczególne typy fal nie zapewnią powtarzalności wyników. Skonstruowano głowice zespolone (rys. 4) zawierające przetworniki na drgania grubościowe i poprzeczne, które można kolejno przełączać, a

całą głowicę można obracać wokół własnej osi w uchwycie mocowanym do badanego elementu za pomocą magnesu. Głowice takie posiadają wskaźnik płaszczyzny polaryzacji wprowadzonych fal. Zastosowane były one w badaniach rozkładów naprężeń w płaszczyznie rurociągów derywacyjnych elektrowni w Zarnowcu [40], w badaniach naprężeń spawalniczych [41] i w pomiarach rozkładów naprężeń w elementach konstrukcji stalowych [42, 43].

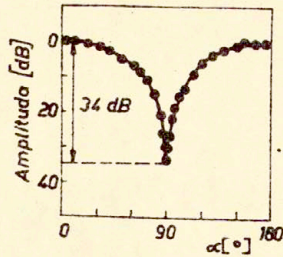
3.3. Stopień polaryzacji fal poprzecznych

Przy wyznaczaniu kierunków naprężeń głównych, a także przy ocenie anizotropii sprężystej materiałów, wykorzystuje się głowice wytwarzające fale poprzeczne. Istotnym parametrem tych głowic jest stopień polaryzacji drgań. Badania stopnia polaryzacji fal wysyłanych przez głowice (wytwarzające wiązki fal prostopadłe do powierzchni próbki) wykonano w układzie przedstawionym na rys. 5 [44]. Mierzono zależność amplitudy



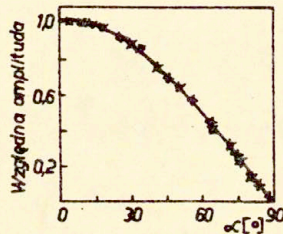
Rys. 5. Schemat badania za pomocą głowicy normalnej wytwarzającej fale poprzeczne. N-przetwornik nadawczy, O-przetwornik odbiorczy, K-kątomierz, α -kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji przetwornika odbiorczego względem nadawczego. Po prawej stronie zobrazowanie impulsu nadawczego (N) i odbiorczego (O) na ekranie lampy oscyloskopowej.

impulsu odebranego przez odbiorczy przetwornik kwarcowy o cięciu Y od kąta obrotu α gdy nadajnikiem był także przetwornik kwarcowy o cięciu Y. Przy prostopadłym ustawieniu płaszczyzn polaryzacji obu przetworników amplituda impulsu odebranego jest o 34 dB mniejsza od amplitudy odebranej gdy obydwa przetworniki mają płaszczyzny polaryzacji ustawione równoległe (rys 6).



Rys.6. Zmiany amplitudy impulsu odebranego w funkcji kąta α między płaszczyznami polaryzacji przetworników nadawczego i odbiorczego. Obydwa przetworniki są kwarcowe.

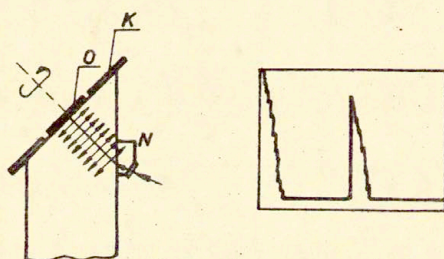
Amplituda impulsu odebranego zmienia się w funkcji kąta obrotu według znanego dla fal elektromagnetycznych prawa $A=A_0 \cos \alpha$. Spełnienie tej zależności ilustruje wykres na rys.7. Jeśli



Rys.7. Względne zmiany amplitudy impulsu odebranego w funkcji kąta α między płaszczyznami polaryzacji. Linia ciągła zaznaczono przebieg teoretyczny.

przetwornik kwarcowy zastąpić przetwornikiem z krystalicznego niobianu litu czy ceramiki poprzecznie spolaryzowanej przebieg zależności jest bardzo podobny. Obserwuje się jedynie kilkudecybelowe różnice głębokości minimum dla kąta $\alpha=90^\circ$. Jeśli jako próbkę, przez którą przechodzą fale, zastosować płytkę stalową z anizotropią spowodowaną teksturą bądź naprężeniami (np. płaski dwosiowy stan naprężenia), to nie obserwuje się różnic w przebiegu zmian amplitudy impulsu

odebranego w funkcji kąta obrotu tylko wtedy, gdy fale przechodzące mają płaszczyznę polaryzacji ustawioną równoległe albo prostopadłe do osi anizotropii. Jeśli natomiast płaszczyzna drgań przetwornika nadawczego tworzy z tym kierunkiem kąt ostry to odbierane są dwa rozdzielone w czasie ciągi impulsów fal spolaryzowanych zgodnie z osiami anizotropii. Na rys. 8 pokazano układ, w którym badano stopień polaryzacji fal poprzecznych wprowadzonych do materiału za pomocą głowic skośnych. Uzyskane przebiegi zmian amplitudy impulsu odebranego w funkcji kąta α gdy głowicami nadawczymi były głowice skośne są bliskie przebiegom otrzymanym w przypadku głowic normalnych. Nie zauważono wpływu częstotliwości i kąta załamania głowic na stopień polaryzacji fal. Głębokości minimum także były tu bliskie 30 dB. Jeśli w układzie wg rys. 8 w miejsce przetwornika wzorcowego o znanej polaryzacji drgań umieścić głowicę normalną fal poprzecznych o nieznannej polaryzacji, to obracając głowicę wokół własnej osi łatwo znaleźć położenie odpowiadające najmniejszej amplitudzie impulsu odbieranego. W tym położeniu płaszczyzna polaryzacji głowicy jest prostopadła do kierunku drgań cząstek w fali poprzecznej wysyłanej z głowicy skośnej. Cząsteczki w tej fali drgają w płaszczyźnie padania prostopadłe do kierunku propagacji. Wyniki badań nie potwierdzają informacji [45], że stopień polaryzacji fal wzbudzanych za pomocą głowic skośnych jest większy niż za pomocą głowic normalnych.

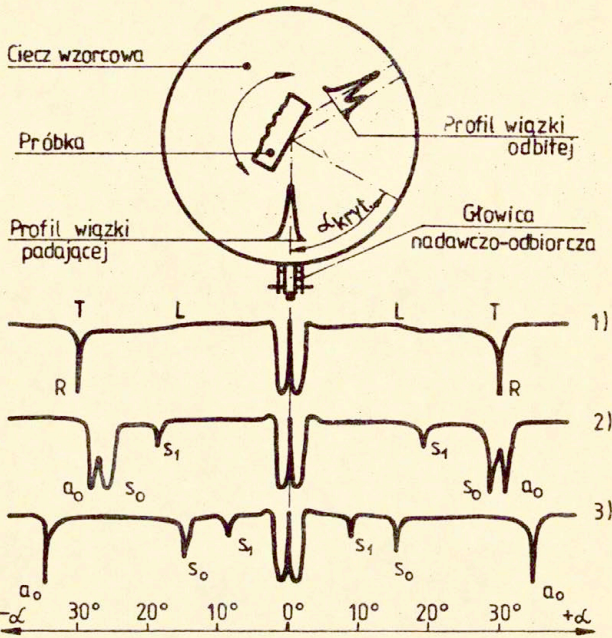


Rys. 8. Schemat badania polaryzacji fal poprzecznych wytwarzanych w stali przez głowice skośne. N-głowica nadawcza, O-kwarcowy przetwornik odbiorczy, K-kątomierz.

3.4. Refraktometr ultradźwiękowy

Drugim obok nanosekundowego miernika czasu przejścia impulsów ultradźwiękowych przyrządem wykorzystywanym w niniejszej pracy do precyzyjnych pomiarów prędkości był opracowany i zbudowany refraktometr ultradźwiękowy [46, 47]. W przyrządzie tym, prędkość fal ultradźwiękowych jest wyznaczana na podstawie pomiaru krytycznego kąta padania fal, bez pomiaru czasu. Pomiaru są wykonywane w warstwie wierzchniej materiału o powierzchni koła o średnicy ok. 5 mm. Pozwala to na śledzenie lokalnych zmian własności akustycznych badanych próbek.

Refraktometr wyposażony jest w cylindryczne naczynie wypełniane na okres pomiaru cieczą. W ścianie bocznej naczynia umieszczona jest głowica nadawczo-odbiorczą wytwarzająca pole ultradźwiękowe, którego geometryczna oś przecina centralną oś naczynia. W osi naczynia umieszczony jest obrotowy stolik służący do mocowania próbek. Kąt obrotu stolika (kąt padania) mierzony jest niezależnie przez dwa kątomierze: optyczny z układem projekcyjnym oraz elektroniczny z wyświetlaczem cyfrowym. Schemat drogi fal ultradźwiękowych w naczyniu pomiarowym refraktometru oraz przykładowe charakterystyki $R(\alpha)$ uzyskane dla próbek stalowych o różnej grubości przedstawia rys. 9. Charakterystyki te wykazują, że ostre, a zatem przydatne od strony pomiarowej, minima występują przy kątach krytycznych dla fal powierzchniowych (krzywa 1) oraz dla fal płytowych (krzywe 2 i 3). Refraktometr posiada szereg układów automatyzujących pomiary. Licznik kątomierza elektronicznego zatrzymuje się samoczynnie gdy amplituda impulsu odbitego przechodzi przez minimum, co niezależnie wyznacza wynik pomiaru od subiektywnej oceny mierzonego. Przyrząd pozwala na wyznaczenie kątowych położenia tych minimów z dokładnością nie gorszą niż $11'$ co przy stosowaniu jako cieczy wzorcowej mieszaniny wody z alkoholem o gęstości $\rho = 0,975 \text{ g/cm}^3$ (eliminacja wpływu temperatury) zapewnia dokładność pomiaru prędkości fazowej fal powierzchniowych rzędu 0,01%.



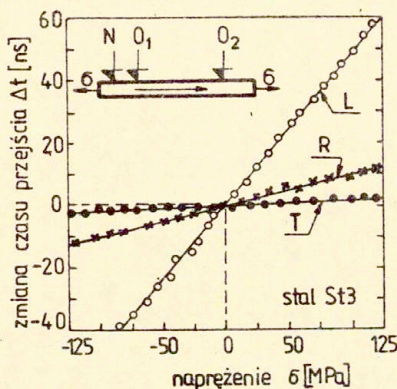
Rys. 9. Zasada pomiaru krytycznych kątów padania na granicy ciecz-ciało stałe za pomocą refraktometru ultradźwiękowego oraz przykłady przebiegów zależności współczynnika odbicia od kąta padania α . Krzywe odnoszą się do próbek stalowych o grubościach kolejno: 1) 20mm; 2) 0,5mm; 3) 0,3mm. Literami oznaczono: L-fale podłużne T-fale poprzeczne, R-fale powierzchniowe i kąty krytyczne dla tych fal; a_0 , s_0 , s_1 - oznaczają minima odpowiadające kolejnym modom fal płytowych.

4. WŁASNOŚCI ZJAWISKA ELASTOAKUSTYCZNEGO W MATERIAŁACH TECHNICZNYCH

4.1. Zależności prędkość fal - naprężenie

Autor przeprowadził badania zależności między prędkością fal i naprężeniem dla kilku metali konstrukcyjnych przy różnych

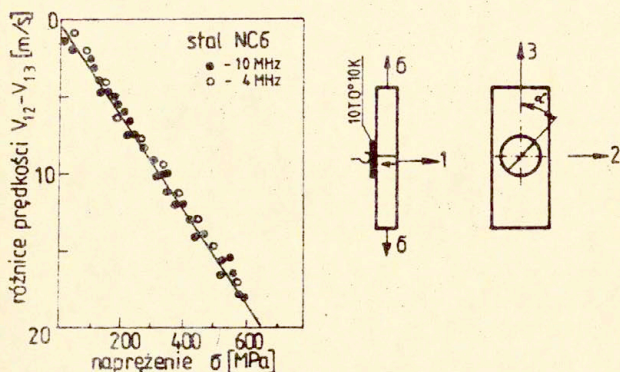
kierunkach propagacji fal i drgań cząstek względem kierunku naprężenia. Wyniki pomiarów przedstawiają kolejne wykresy i tablice. Na rys.10 przedstawiono zmiany czasu przejścia fal podłużnych, poprzecznych oraz powierzchniowych rozchodzących się w kierunku naprężenia przy zmianach wartości i znaku naprężenia. Dane te uzyskano dla próbki ze stali St3 w temperaturze 18°C. Droga fal podłużnych wynosiła 196 mm, a drogi fal poprzecznych i powierzchniowych 107 mm. Przy wzroście naprężenia rozciągającego prędkość fal rozchodzących się w kierunku naprężenia maleje (czas przejścia rośnie). Wzrost naprężenia ściskającego powoduje zwiększenie prędkości fal (czas przejścia maleje).



Rys.10. Zmiany Δt czasu przejścia fal podłużnych L, poprzecznych T, i powierzchniowych R rozchodzących się w kierunku naprężenia w funkcji naprężenia σ . W ramce rysunku pokazano schemat badania.

Podobne zależności skalujące można uzyskać dla fal rozchodzących się w kierunku prostopadłym do kierunku naprężenia. Wyniki uzyskane dla kilku przypadków przedstawiono na rys.11 i 12. Na rys.11 przedstawiono zależność różnicy prędkości fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku prostopadłym do kierunku naprężenia, spolaryzowanych w kierunku naprężenia i rozchodzących się w tym samym kierunku fal spolaryzowanych prostopadle do kierunku naprężenia od wartości

naprężenia rozciągającego σ . Dane przedstawione na rys.11 uzyskano dla płaskorównoległej próbki ze stali NC6. Jak poprzednio, pierwszy indeks oznacza kierunek fali, a drugi - kierunek polaryzacji drgań cząstek. Nachylenie krzywej nie zależy od częstotliwości fal.



Rys.11. Zależność różnicy prędkości $V_{123} - V_{133}$ od naprężenia σ .

Wykresy na rys.12 przedstawiają wyniki pomiarów wykonanych w środku ściskanego krążka z PA6. Poszczególne krzywe przedstawiają zależność czasu przejścia fal podłużnych t_{113} i poprzecznych rozchodzących się w kierunku grubości i spolaryzowanych prostopadle do kierunku nacisku t_{123} a także poprzecznych spolaryzowanych równoległe do kierunku nacisku t_{133} od siły ściskającej P. Badania przeprowadzono na krążku o grubości 20 mm i średnicy 138 mm. W przypadku fal podłużnych mierzono czas 16 przejść impulsu przez grubość krążka, a dla fal poprzecznych 8 przejść. Przy punktowej sile nacisku P wzdłuż średnicy krążka w jego środku powstaje złożony stan naprężenia, przy czym naprężenie ściskające

(23)

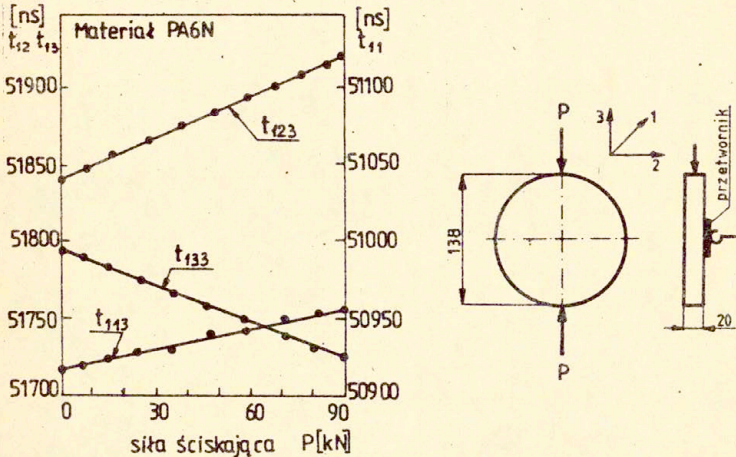
$$\sigma_1 = -2P/\pi l g d$$

i rozciągające

(24)

$$\sigma_2 = 6P/\pi g d$$

gdzie: P-siła nacisku, d-średnica krążka, g-grubość krążka.



Rys.12. Zmiany czasu przejścia fal podłużnych t_{113} i poprzecznych t_{123} oraz t_{133} w funkcji siły P ścisniającej krążek z PA6.

Na podstawie pomiarów zależności $t=f(\sigma)$ można wyznaczyć współczynniki elastoakustyczne dla poszczególnych przypadków. Doświadczenia potwierdzają liniową zależność przyrostów prędkości od naprężenia. Zmiany prędkości fal pod wpływem naprężenia są małe. Przykładowo, dla stali przyrost naprężenia rozciągającego o 10 MPa powoduje zmniejszenie o ok. 0,75 m/s ($\sim 0,013\%$) prędkości fal podłużnych rozchodzących się w kierunku naprężenia, poprzecznych o ok. 0,05 m/s ($\sim 0,015\%$), a powierzchniowych o ok. 0,15 m/s ($\sim 0,005\%$). Taki sam przyrost naprężenia powoduje zwiększenie o ok. 0,3 m/s różnicy prędkości fal poprzecznych rozchodzących się prostopadłe do kierunku naprężenia i spolaryzowanych w kierunku naprężenia i prostopadłe do kierunku naprężenia. Wielokrotnie większe zmiany prędkości fal pod wpływem naprężenia występują w żeluzie i w

niektórych tworzywach sztucznych. Zmiany prędkości fal podłużnych rozchodzących się w próbce żeliwnej prostopadle do kierunku naprężenia osiągają wartość nawet 12 m/s (~0,25% przy przyroście naprężenia o 10 MPa [48] przy czym wielkość tych zmian zależy od gatunku żeliwa. Najbardziej czułe na naprężenie są fale podłużne rozchodzące się w kierunku naprężenia. Dlatego fale te są najczęściej wykorzystywane w badaniach naprężeń. Mało czułe na naprężenia fale poprzeczne rozchodzące się w kierunku naprężenia są wykorzystywane jako nośnik informacji o własnościach sprężystych w badanym obszarze materiału. Do pomiaru naprężeń można przyjąć, że dla nominalnie tego samego gatunku materiału wartości współczynników elastoakustycznych są stałe [49].

W tablicy 1 zestawiono zmierzone wartości współczynników elastoakustycznych dla kilku materiałów i różnych rodzajów fal. Zmiany naprężenia w stali od zera do granicy plastyczności powodują względną zmianę czasu przejścia fal ultradźwiękowych od ok. $0,4 \cdot 10^{-2}$ do $0,7 \cdot 10^{-2}$ to jest od około 24 m/s do około 42 m/s w przypadku fal podłużnych rozchodzących się w kierunku naprężenia. Dla aluminium odpowiednie zmiany zawierają się w granicach odpowiednio od ok. 48 m/s do ok. 60 m/s. Wartości te określają wymagania na dokładność aparatury ultradźwiękowej przeznaczonej do badań naprężeń.

Wartości stałych elastoakustycznych stali St 90PA przeznaczonej na szyny produkowane w Hucie Katowice zestawiono w tablicy 2. Pomiar wykonano na próbkach wyciętych z trzech odcinków szyn nowych pochodzących z różnych wytopów. Z każdego odcinka wycięto próbkę z główki, szyjki i ze stopki. Maksymalne błędy pomiaru przy wyznaczaniu poszczególnych stałych były różne i mieściły się w granicach od 13% do 112%.

W tablicach 3 i 4 zestawiono wyniki badania kierunkowej zależności stałej elastoakustycznej w stalowych próbkach o różnej anizotropii. Kolejne indeksy przy β oznaczają kierunki propagacji, polaryzacji, naprężenia i walcowania. Kierunkowe różnice wartości stałych β są znacznie mniejsze od odpowiednich różnic prędkości fal.

Tablica 1. Stałe elastoakustyczne aluminium, miedzi i stali.
Kolejne indeksy przy symbolach stałej oznaczają kierunki propagacji wiązki fal, polaryzacji drgań cząstek w fali i kierunek naprężenia.

| Materiał | Stała elastoakustyczna 10^{-5} MPa | | | | |
|------------------|--------------------------------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| | β_{111} | β_{221} | β_{121} | β_{211} | β_{231} |
| Aluminium | -7.75 | +1.13 | -2.19 | -4 | +0.89 |
| Miedź | -1.88 | -0.18 | 0 | -1.07 | +0.20 |
| Zelazo armco | -2.69 | +0.49 | +0.13 | -0.48 | -3.13 |
| Stal niklowa 535 | -1.13 | +0.06 | -0.05 | -0.66 | +0.03 |
| Stal 60C2H2A | -0.99 | +0.14 | -0.07 | -0.70 | +0.17 |
| Stal Hecla 37 | -1.39 | +0.02 | -0.12 | -0.73 | +0.03 |
| Stal MS6 | -2.06 | +0.15 | -0.54 | -1.17 | +0.47 |

Tablica 2. Stałe elastoakustyczne stali St90PA (UJC A) [49]

| Próbka | Stała elastoakustyczna 10^{-5}MPa^{-1} | | | | |
|----------|--|---------------|---------------|---------------|---------------|
| | β_{111} | β_{221} | β_{121} | β_{211} | β_{231} |
| 1 główka | -1.22 | +0.14 | -0.08 | -0.76 | -0.04 |
| 1 szyjka | -1.26 | +0.13 | -0.10 | -0.79 | +0.03 |
| 1 stopka | -1.23 | +0.13 | -0.15 | -0.76 | -0.03 |
| 2 główka | -1.25 | +0.14 | -0.14 | -0.79 | +0.02 |
| 2 szyjka | -1.23 | +0.14 | -0.09 | -0.79 | -0.02 |
| 2 stopka | -1.27 | +0.13 | -0.12 | -0.73 | -0.03 |
| 3 główka | -1.27 | +0.13 | -0.16 | -0.75 | -0.02 |
| 3 szyjka | -1.24 | +0.13 | -0.10 | -0.78 | +0.04 |
| 3 stopka | -1.24 | +0.13 | -0.12 | -0.75 | +0.02 |

Tablica 3. Stałe elastoakustyczne stali miękkiej o współczynniku anizotropii dla fal poprzecznych 0,16% w stanie dostawy i po wygrzaniu.

| Przed wygraniem | | Po wygraniu 800°C 2h | |
|-----------------|---|----------------------|---|
| V_T^0 [m/s] | $\beta \times 10^{-5}$ [MPa ⁻¹] | V_T^0 [m/s] | $\beta \times 10^{-5}$ [MPa ⁻¹] |
| 3128 | $\beta_{2111} = -0.82$ | 3132 | $\beta_{2111} = -0.81$ |
| 3128 | $\beta_{2131} = -0.06$ | 3132 | $\beta_{2131} = -0.06$ |
| 3123 | $\beta_{2331} = -0.81$ | 3129 | $\beta_{2331} = -0.81$ |
| 3123 | $\beta_{2311} = -0.08$ | 3129 | $\beta_{2311} = -0.09$ |

Tablica 4. Stałe elastoakustyczne stali miękkiej o współczynniku anizotropii dla fal poprzecznych 0,81%

| Próbka | Stała elastoakustyczna $10^{-5} [\text{MPa}^{-1}]$ | | | |
|--------|--|----------------|----------------|----------------|
| | β_{1111} | β_{2221} | β_{3111} | β_{3221} |
| 1 | -1.28 | -1.24 | -0.72 | -0.69 |
| 2 | -1.25 | -1.24 | -0.73 | -0.68 |
| 3 | -1.25 | -1.27 | -0.75 | -0.71 |

Znaczny rozrzut wartości współczynników elastoakustycznych obserwowano w żeliwie szarym. Dane zestawione w tablicy 5 zaczerpnięte z pracy [48] ilustrują to zjawisko. Źródła różnic należy dopatrywać się w znacznej niejednorodności struktury żeliwa szarego.

Tablica 5. Wartości współczynników elastoakustycznych żeliwa szarego. W trzeciej kolumnie podano wartości prędkości fal podłużnych w próbce bez naprężenia.

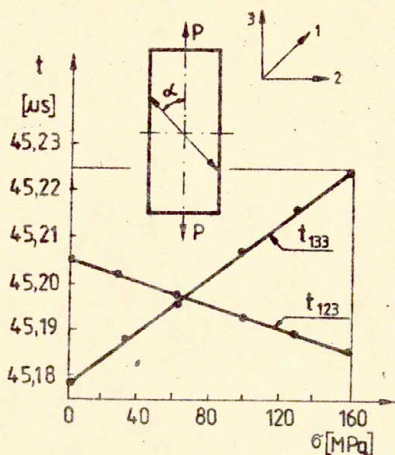
| Zeliwo | Próbka | $V_{22} [\text{m/s}]$ | $\beta_{221} \cdot 10^{-5} [\text{MPa}^{-1}]$ |
|--------|--------|-----------------------|---|
| | 2 | 3 | 4 |
| Zl 25 | 1 | 4370 | +14 |
| | 2 | - | +32 |
| | 3 | - | +24 |
| Zl 40 | 1 | 5051 | +90 |
| | 2 | - | +15 |
| | 3 | - | +68 |

Próbe korelacji między wartościami stałych elastoakustycznych dla fal podłużnych rozchodzących się w kierunku prostopadym do kierunku naprężenia i wytrzymałością żeliwa na rozciąganie podjęto w pracy [52]. Duży wpływ naprężenia na prędkość fal ultradźwiękowych w żeliwie może być

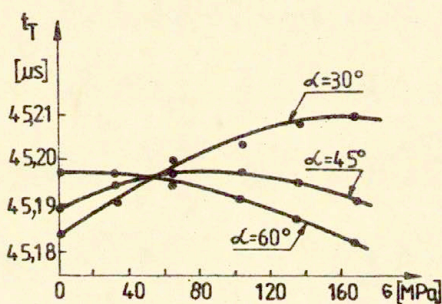
powodem groźnych błędów przy ocenie wytrzymałości żeliwa szarego na podstawie pomiaru prędkości fal w elementach żeliwnych. Za podstawę do oceny wytrzymałości żeliwa metoda ultradźwiękowa przyjmowano wyznaczone na próbkach zależności prędkości fal - wytrzymałość. Uzyskane na podstawie takich zależności wartości wytrzymałości żeliwa w określonym obszarze odlewu, w którym zmierzono prędkość fal często różniły się znacznie od wartości otrzymanych przez zerwanie próbki wyciętej z tego obszaru. Powodem różnic mogą być naprężenia własne w odlewach, które silnie zmieniają wartość prędkości fal. Wycięcie próbki uwalnia materiał od naprężeń.

W przypadku materiału wykazującego anizotropię zaobserwować można nieliniowość zależności elastoakustycznej. Ilustrują to zaczerpniętą z pracy [53] wyniki pomiarów czasów przejścia liniowo spolaryzowanych fal poprzecznych o częstotliwości 4MHz rozchodzących się w kierunku grubości próbki przy różnych wartościach naprężeń rozciągających. Próbkę wykazującą niewielką anizotropię (różnica prędkości fal prostopadłe do kierunku walcowania w kierunku walcowania i prostopadłe do kierunku walcowania, wynosiła ok. 2 m/s) rozciągnano w maszynie wytrzymałościowej. Kierunek naprężenia pokrywa się z kierunkiem walcowania.

Na rys.13 przedstawiono wyniki pomiarów zmian czasów przejścia, gdy kierunki polaryzacji fali poprzecznej tworzą z kierunkiem rozciągania kąty $\alpha=0^\circ$ i $\alpha=90^\circ$. Wartości czasów przejścia w stanie nienaprężonym odpowiadały polaryzacji fali w tych samych kierunkach ($\alpha=0^\circ$ i $\alpha=90^\circ$) i wynosiły $t_{\alpha=0^\circ}=45,179 \mu\text{s}$, $t_{\alpha=90^\circ}=45,205 \mu\text{s}$. Różnica między tymi wartościami jest miarą anizotropii sprężystej bez obciążenia zewnętrznego. Przedstawiona zależność jest liniowa. W przypadku, gdy płaszczyzna polaryzacji odchyła się od kierunków $\alpha=0^\circ$ i $\alpha=90^\circ$ charakterystyki elastoakustyczne są nieliniowe (rys.14). W tych położeniach płaszczyzny polaryzacji, fala ulega rozszczepieniu na dwie liniowo spolaryzowane fale poprzeczne o polaryzacjach w kierunkach określonych kątami $\alpha=0$ i $\alpha=90^\circ$ [51].



Rys.13. Zmiany czasu przejścia fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku grubości w funkcji naprężenia gdy płaszczyzna polaryzacji fal pokrywa się z kierunkami głównymi anizotropii sprężystej próbki.



Rys.14. Zmiany czasu przejścia fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku grubości w funkcji naprężenia gdy płaszczyzna polaryzacji nie pokrywa się z kierunkami naprężeń głównych i z kierunkami anizotropii akustycznej [53].

Odbierany impuls jest wynikiem nałożenia dwóch impulsów składowych spolaryzowanych w kierunkach głównych osi anizotropii akustycznej i rozchodzących się z różnymi prędkościami. Prędkość impulsu spolaryzowanego równoległe do siły rozciągającej maleje, zaś prędkość impulsu spolaryzowanego prostopadle do kierunku działania siły rozciągającej rośnie ze wzrostem wartości tej siły. Prowadzi to do zakrzywienia tak wyznaczonej linii $t=f(c_0)$. W badaniach naprężeń konieczne jest wykorzystywanie czystych modów fal. W przypadku fal poprzecznych w materiałach anizotropowych oznacza to konieczność stosowania fal rozchodzących się i spolaryzowanych w kierunkach wyznaczonych przez osie symetrii (kierunek walcowania i kierunki prostopadle do kierunku walcowania w blachach).

Podawane w literaturze wartości stałej elastoakustycznej dla fal powierzchniowych wykazują znaczny rozrzut. Wynika on często z niedoskonałości technik pomiarowej. Na przykład w pracy [54] otrzymano silnie nieliniową zależność prędkości od naprężenia i różne wartości stałej przy ściskaniu i rozciąganiu.

Dane zestawione w tabelicy 6 stanowią przykłady wartości stałej elastoakustycznej dla fal powierzchniowych rozchodzących się w kierunku naprężenia.

Dla wszystkich rodzajów fal w badanych metalach konstrukcyjnych obserwuje się symetrię zjawiska elastoakustycznego przy zmianie znaku naprężenia. Zastąpienie rozciągania ściskaniem powoduje tylko zmianę znaku przyrostu prędkości. Nie notowano zmian wartości stałej elastoakustycznej przy zmianie znaku naprężenia. Nie stwierdzono częstotliwościowej zależności stałej elastoakustycznej. Przy różnicach składu chemicznego stali w ramach dopuszczalnych przez normy na dany gatunek nie stwierdzono istotnych zmian stałej elastoakustycznej [50, 59].

Doświadczalnie wyznaczone zależności między czasem przejścia fal ultradźwiękowych przez określony odcinek drogi w materiale i naprężeniem mogą być bezpośrednio wykorzystywane do wyznaczania przyrostów naprężenia na skutek obciążeń zewnętrznych. W takich zastosowaniach technika ultradźwiękowa

może być czasami konkurencyjna w stosunku do klasycznych technik pomiaru odkształcenia. Przykładem mogą być pomiary przyrostów naprężeń w kolumnach pras hydraulicznych, wykonane metodą ultradźwiękową, podczas gdy ze względu na warunki pracy pras użycie tensometrów oporowych było niemożliwe [64].

Tablica 6. Wartości stałej elastoakustycznej dla fal powierzchniowych rozchodzących się w kierunku naprężenia.

| Lp. | Materiał | $\beta_R \cdot 10^{-5}$ [MPa] | Zródło | Uwagi |
|-----|-----------------|-------------------------------|--------|----------------------------------|
| 1 | Stal 4340 | -0.50 | [110] | |
| 2 | Stal C45 | -0.20 | [55] | |
| 3 | Stal 45 | -0.50 | [56] | średnia z zakresu 0 + 850 MPa |
| | | -0.04 | | średnia z zakresu 0 + 170 MPa |
| 4 | Stal UM721 | -0.30 | [57] | |
| 5 | Stal 3 | -0.45 | [58] | |
| 6 | Staliwo L155HNM | -0.78 | [54] | |
| | | -0.30 | | |
| 7 | Stal 835 M30 | -1.50 | [60] | |
| 8 | Stal miękka | -0.05 | [61] | |
| 9 | Aluminium | -1,00 | [62] | |
| 10 | Stopy D16 | 0.6±0.9 | [63] | |

4.2. Niejednorodność własności sprężystych.

Zadania stawiane tensometrii obejmują pomiary przyrostów naprężeń spowodowanych przyłożeniem obciążenia i pomiary bezwzględnej wartości naprężenia w materiale.

W pierwszym przypadku można wykonać pomiar czasu przejścia fal ultradźwiękowych przez ten sam odcinek drogi w materiale w stanie początkowym (np. dla $\sigma=0$) i w stanie końcowym (gdy $\sigma \neq 0$). W drugim przypadku zwykle dostępny jest materiał tylko w stanie naprężonym, a wartość prędkości, czy czasu przejścia fal w badanym obszarze materiału gdy naprężenie nie występuje, nie jest znana. Według niektórych propozycji za wartość czasu przejścia fal w materiale badanym, gdy naprężenia nie występują, można przyjąć wartości czasu przejścia fal przez

taką samą drogę we wzorcu wykonanym z takiego samego materiału co materiał badany, lecz pozbawionego naprężeń. Przyjęcie tego sposobu może prowadzić do poważnych błędów wynikających z niejednorodności właściwości sprężystych nominalnie takich samych materiałów. Wskazuje na to szereg obserwacji poczynionych przy dokładnych pomiarach prędkości w materiałach technicznych.

Granice niejednorodności właściwości akustycznych materiałów konstrukcyjnych nie są bliżej znane. Autor wykonał badania niejednorodności własności sprężystych w kilku przypadkach o istotnym znaczeniu praktycznym. O skali niejednorodności mówią wyniki pomiarów prędkości fal na próbkach ze stali NC6 i ze stali węglowej, wyciętych z różnych obszarów tego samego arkusza blachy. Przed pomiarami próbki poddano obróbce odprężającej. W próbkach ze stali NC6 największa różnica prędkości fal podłużnych wynosiła 3,2 m/s, fal powierzchniowych 5,2 m/s, fal poprzecznych spolaryzowanych w kierunku walcowania 5,4 m/s, a spolaryzowanych prostopadle do kierunku walcowania 4,9 m/s. Wartości przyrostu prędkości fal poprzecznych spolaryzowanych w kierunku walcowania, spowodowanej zmianą naprężenia o 10 MPa, dla tej stali zawierają się w granicach $0,31+0,32$ m/s. W stali węglowej największa różnica prędkości fal podłużnych miała wartość 10,8 m/s, a fal powierzchniowych 6,9 m/s. Zmiana naprężenia o 10 MPa powodowała zmiany prędkości fal podłużnych w granicach $0,69+0,72$ m/s, fal poprzecznych $0,06+0,08$ m/s, a fal powierzchniowych $0,12+0,15$ m/s.

Jak widać, błędy pomiaru naprężenia, jakie mogą powstać na skutek zaniedbania niejednorodności w tych blachach, sięgają setek megapaskali. Przyczyną lokalnych różnic właściwości sprężystych są gradienty temperatur, naprężeń i odkształceń plastycznych w czasie walcowania, kucia czy przeciągania, a także nierównomierny rozkład zanieczyszczeń. Różnice składu i odchyłeń parametrów technicznych powodują niepowtarzalność właściwości poszczególnych partii materiału. Dlatego występują lokalne różnice prędkości fal w jednym kawałku i odmienne wartości w poszczególnych partiach nominalnie takiego samego materiału. Większych różnic, i to zarówno co do wartości, jak i rozkładu kierunkowego, należy spodziewać się w wyrobach o

zmiennej grubości, w których stopień zgniotu w poszczególnych obszarach różni się znacznie.

Istotne różnice prędkości fal podłużnych i poprzecznych stwierdzono także przy badaniu jednorodności własności akustycznych aluminium. W pięciu próbkach z polikrystalicznego aluminium o czystości 99,999 wyciętych z pręta o średnicy 6,35 mm i wygrzanych w próżni przez 5 godzin w temperaturze 500°C zmierzono prędkości fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się w kierunku długości pręta. Wyniki zestawiono w tablicy 7. Prędkość fal podłużnych zmienia się w granicach $\pm 0,7\%$ zaś poprzecznych $\pm 1,5\%$. W przybliżeniu spełniona jest zależność:

$$(25) \quad \frac{\Delta C_L}{C_L} = 0,4 \frac{\Delta C_T}{C_T}$$

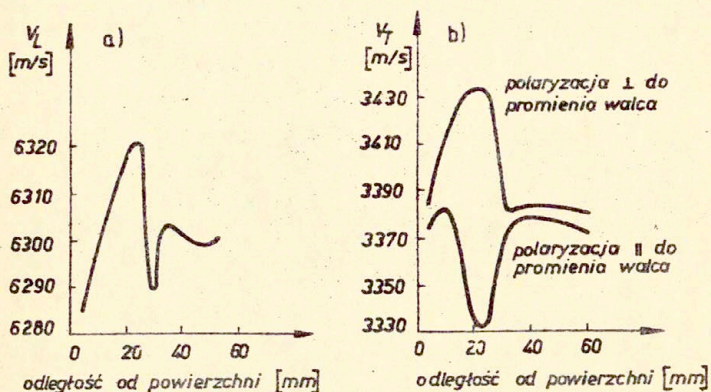
Badania jednorodności akustycznej aluminium w dyspersyjnie utwardzanej płycie i jednorodności własności w pręcie ciągnionym na zimno wskazują, że zarówno w płycie aluminiowej jak i w pręcie stalowym występuje anizotropia, a jej stopień zależy od odległości badanego obszaru materiału od powierzchni. Różnice prędkości fal poprzecznych przy obrocie płaszczyzny polaryzacji sięgały kilku metrów na sekundę.

Tablica 7. Prędkość fal podłużnych V_L i poprzecznych V_T w próbkach aluminiowych.

| Próbka | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|-------------|------|------|------|------|------|
| V_L [m/s] | 6231 | 6210 | 6266 | 6306 | 6258 |
| V_T [m/s] | 3036 | 2984 | 3077 | 3082 | 3076 |

Drastycznym przykładem niejednorodności akustycznej materiału w gotowym wyrobie są zmiany prędkości fal ultradźwiękowych w materiale walca hutniczego w funkcji odległości od powierzchni roboczej [65]. Pomiaru wykonano na próbce wyciętej z walca z wysokostopowej stali wyprodukowanego w Zakładach Marichal-Ketin. Na rys.15 pokazano przebiegi zmian

prędkości fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się wzdłuż osi walca w funkcji odległości od powierzchni. Amplitudy zmian sięgają 40 m/s.



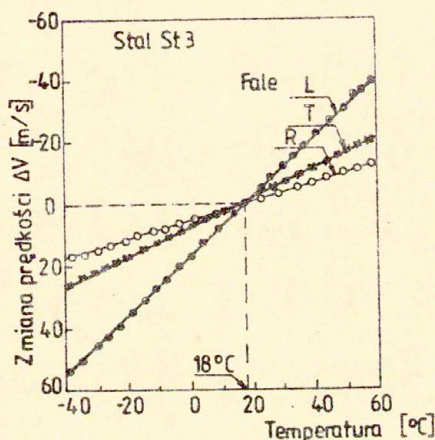
Rys. 15. Rozkłady prędkości fal; a) podłużnych i b) poprzecznych w funkcji odległości od powierzchni walca [65].

Istotne znaczenie dla dokładności ultradźwiękowych pomiarów naprężeń ma jednorodność własności sprężystych materiału wzorców wykorzystywanych do skalowania aparatury do ultradźwiękowych pomiarów naprężeń. Przy badaniach zmian naprężeń własnych w wieńcach kół monoblokowych opisanych w rozdziale 8.3 jako wzorców używano wygrzanych fragmentów wieńców. W wielu obszarach powierzchni zewnętrznej i wewnętrznej tych wzorców mierzono czas przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych przez stałe odcinki drogi. W przypadku wzorca z koła lanego średnie arytmetyczne wyników pomiaru czasu przejścia fal podłużnych i poprzecznych wynosiły odpowiednio 33106 ns i 33280 ns i te wartości przyjęto jako wartości odniesienia. Odpowiednie odchylenia standardowe miały wartości 2,4 ns i 2,9 ns.

4.3. Wpływ temperatury na prędkość fal

Różnice temperatury powodują zmiany wymiarów badanej próbki oraz wpływają na prędkość rozchodzenia się fal ultradźwiękowych.

Temperaturowa zależność prędkości rozchodzenia się fal ultradźwiękowych w ciałach stałych jest związana z temperaturowymi zmianami stałych sprężystości. W literaturze brak jest danych o temperaturowej zależności prędkości fal ultradźwiękowych w materiałach technicznych. W niniejszej pracy wykonano badania dla kilku materiałów konstrukcyjnych. Na rys.16 podano przykładowo wyniki badania zmian prędkości fal podłużnych, poprzecznych i powierzchniowych w funkcji temperatury dla stali St3. W temperaturze 18°C prędkości fal w badanej próbce wynosiły $V_L=5958$ m/s, $V_T=3270$ m/s, $V_R=3040$ m/s.



Rys.16. Zmiany prędkości fal podłużnych V_L poprzecznych V_T i powierzchniowych V_R rozchodzących się w stali w funkcji temperatury.

W badanym zakresie temperatur prędkość liniowo maleje przy wzroście temperatury. Pomiarzy wykonane na próbkach z innych gatunków stali, dają wyniki bliskie uzyskanym dla stali St3. Wielkość zmiany prędkości fal w stali przy zmianie temperatury

o 1°C jest bliska zmianie spowodowanej przyrostem naprężenia o 10 MPa. Jeśli używane są głowice ultradźwiękowe z klinami z tworzywa sztucznego, trzeba liczyć się z około czterokrotnie większymi zmianami prędkości fal w tworzywie sztucznym niż to ma miejsce w stali. Dlatego w ultradźwiękowych pomiarach naprężeń konieczne jest stosowanie odpowiednich poprawek lub układów kompensacyjnych, a przy badaniu akustycznych własności ciał stałych niezbędne jest ustabilizowanie temperatury próbek. Obserwowana dla stali liniowa zależność między prędkością fal ultradźwiękowych i temperaturą ma miejsce również dla wielu innych metali konstrukcyjnych. Znaczące odstępstwa od liniowości występują dopiero w pobliżu temperatury topnienia.

5. BADANIA ANIZOTROPII AKUSTYCZNEJ STALI

5.1. Kierunkowe rozkłady prędkości fal

Metale konstrukcyjne są zbudowane z ziarn monokrystalicznych. W monokryształach prędkość fal ultradźwiękowych zależy od kierunku rozchodzenia się i kierunku polaryzacji. W tablicach 8 i 9 podano prędkości fal ultradźwiękowych w monokryształe żelaza dla kilku charakterystycznych kierunków.

Jeśli w polikryształe kierunki krystalograficzne ziarn są rozłożone przypadkowo to własności sprężyste materiału nie zależą od kierunku. W polikrystalicznej miękkiej izotropowej stali St3 w temperaturze 25°C prędkość fal podłużnych wynosi 5925 m/s, a powierzchniowych 3036 m/s.

W procesach kzepnięcia, kucia, walcowania czy przeciągania następuje porządkowanie orientacji krystalograficznych kierunków ziarn. Powstaje tekstura. Stopień uporządkowania zależy od wielu czynników, między innymi od wielkości odkształcenia plastycznego, temperatury i sposobu chłodzenia. Sprawia to, że w metalach technicznych można zetknąć się z bardzo różnymi teksturami.

Miarą wyróżnionej orientacji ziarn jest procent ogólnej liczby ziarn zorientowanych określonym kierunkiem krystalograficznym w wybranym kierunku w próbce. Teksturę

wyznacza się zwykle metodą rentgenowską. Umożliwia ona badania tekstury tylko w powierzchniowej warstwie próbki. Teksturę obszarów wewnętrznych można badać metodą dyfrakcji neutronów. Przy wyznaczaniu naprężeń na podstawie pomiarów prędkości fal ultradźwiękowych konieczne jest uwzględnienie anizotropii akustycznej związanej z teksturą. Oddzielenie anizotropii związanej z teksturą od anizotropii naprężeniowej warunkuje możliwość pomiaru naprężeń własnych w materiałach z wyróżnioną orientacją ziarn. Dane liczbowe o anizotropii własności akustycznych materiałów technicznych są bardzo ograniczone.

Tablica 8. Prędkość fal objętościowych w monokryształe żelaza w temperaturze 25°C [68].

| Kierunek propagacji | Kierunek polaryzacji | Prędkość [m/s] |
|---------------------|----------------------|----------------|
| [110] | [110] | 5430 |
| [110] | [110] | 6180 |
| [111] | [111] | 6410 |
| [110] | [001] | 3650 |
| [110] | [110] | 2480 |

Tablica 9. Prędkości fal powierzchniowych w monokryształe żelaza w temperaturze 25°C [68].

| Płaszczyzna kryształu | Kierunek propagacji | Prędkość [m/s] |
|-----------------------|---------------------|----------------|
| (001) | [100] | 3014 |
| (001) | [110] | 2559 |
| (110) | [001] | 3212 |
| (110) | [110] | 2559 |

W pracy niniejszej podjęto badania anizotropii akustycznej materiałów technicznych, a głównie stalowych blach walcowanych. Jako miarę anizotropii akustycznej przyjmuje się stosunek różnicy prędkości fal rozchodzących się albo spolaryzowanych w

głównych kierunkach anizotropii (kierunek walcowania i kierunki prostopadłe) do połowy sumy prędkości tych fal. Tak określone ilorazy nazywane są współczynnikami anizotropii akustycznej, a jeśli pod uwagę brane są prędkości fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku grubości blachy nazywane są także współczynnikami dwójmności, albo też dwójmnościami akustycznymi materiału (analogia do dwójmności optycznej).

Pomiary kierunkowych rozkładów prędkości wykonano na próbkach odprężonych przez wygrzewanie dla usunięcia naprężeń własnych zaburzających anizotropię związaną z teksturą. Typowe wartości współczynników anizotropii dla fal poprzecznych spolaryzowanych równoległe do powierzchni i dla fal powierzchniowych zestawiono w tabelicy 10. Kierunek 1 jest kierunkiem walcowania, kierunek 2 kierunkiem prostopadłym do kierunku walcowania w płaszczyźnie walcowania.

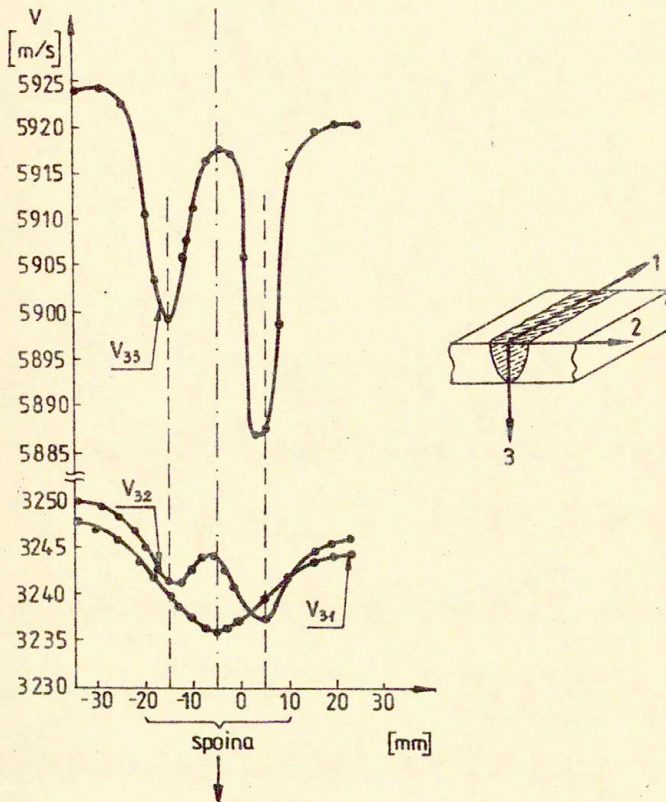
W tabelicy 11 podano wartości prędkości fal objętościowych rozchodzących się w różnych kierunkach w próbce wyciętej ze stali austenitycznej napawanej na podłożu ze stali ferrytycznej.

Tabela 10. Typowe wartości współczynników anizotropii akustycznej. Pierwszy indeks przy V oznacza kierunek propagacji fali, a drugi jest kierunkiem polaryzacji. Litera R oznacza fale powierzchniowe.

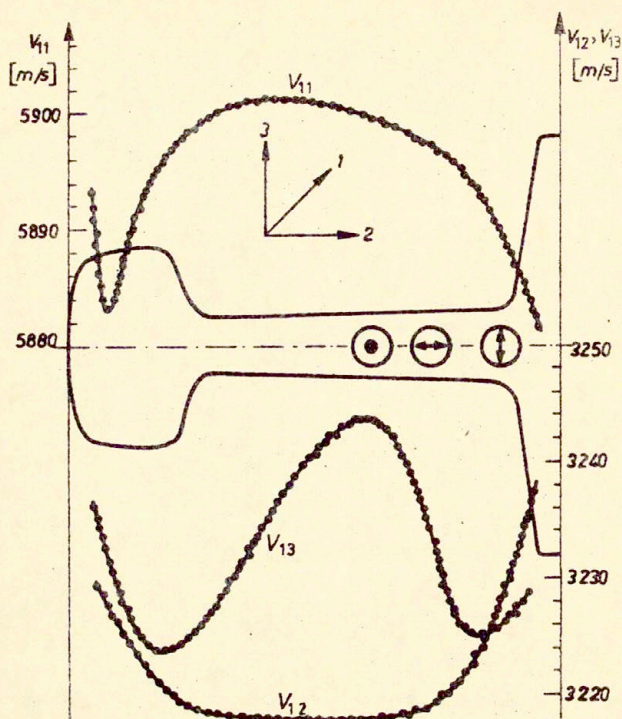
| Materiał | $V_{31} - V_{32}$ | $V_{31} - V_{32}$ | $V_{3R} - V_{2R}$ | $V_{1R} - V_{2R}$ |
|---|-------------------|--|-------------------|--|
| | [m/s] | $\frac{1}{2} (V_{31} + V_{32})$ [%] | [m/s] | $\frac{1}{2} (V_{1R} - V_{2R})$ [%] |
| Blacha stalowa walcowana na gorąco (stal węglowa) | +6 | 0,19 | +4 | 0,12 |
| Blacha stalowa walcowana na zimno (stal węglowa) | +280 | 8,60 | +122 | 3,90 |
| Blacha aluminiowa | -2,5 | 0,08 | -150 | 0,05 |

Tablica 11. Prędkość fal ultradźwiękowych w próbce ze stali austenitycznej (23Cr, 12Ni).

| Fala | V [m/s] | Fala | V [m/s] | Fala | V [m/s] |
|-----------------|---------|-----------------|---------|-----------------|---------|
| V ₃₃ | 5369 | V ₃₂ | 3852 | V ₂₃ | 3847 |
| V ₂₂ | 5775 | V ₃₁ | 3853 | V ₁₂ | 2950 |
| V ₁₁ | 5812 | V ₂₁ | 2960 | V ₁₃ | 3862 |



Rys. 17. Prędkość fal podłużnych V_{33} i poprzecznych V_{32} i V_{31} rozchodzących się w kierunku grubości w funkcji odległości od osi spoiny [69].



Rys.18. Zmiany prędkości fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się w kierunku długości szyny i spolaryzowanych równoległe i prostopadle do wysokości szyny w funkcji odległości od powierzchni jezdnej szyny.

Silną anizotropię wykazuje materiał spoin. Zbadano przebiegi zmian prędkości fal podłużnych i poprzecznych o różnej polaryzacji rozchodzących się w kierunku prostopadłym do powierzchni złącza spawanego w funkcji odległości od osi spoiny [69]. Wyniki przedstawiono na rys.17. Zmiany prędkości odzwierciedlają lokalne różnice tekstury stali w spoinie powstałe w procesie krzepnięcia. Przy krzepnięciu ziarna ustawiają się kierunkiem najgęstszego upakowania zgodnie z gradientem temperatury. Interesujące są zmiany własności

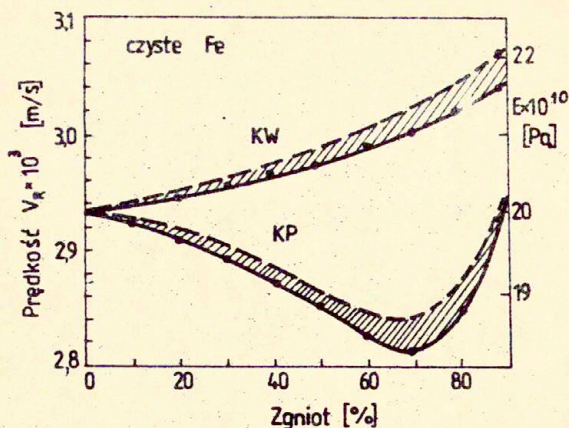
akustycznych odzwierciedlające różnice wyróżnionej orientacji ziarn w przekroju elementów walcowanych. Obserwuje się zmiany tekstury wzdłuż grubości blach walcowanych. Zróżnicowany jest rozkład prędkości fal ultradźwiękowych w przekroju poprzecznym szyny kolejowej. Na rys.18 pokazano zmiany prędkości fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się w kierunku długości szyny w funkcji odległości od powierzchni jezdnej. Próbką, na której dokonano pomiarów była wycięta z szyny używanej. Charakterystyczna zmiana prędkości w pobliżu powierzchni jezdnej jest związana z silnie zgniecioną warstwą przypowierzchniową metalu.

5.2. Tworzenie się anizotropii przy walcowaniu

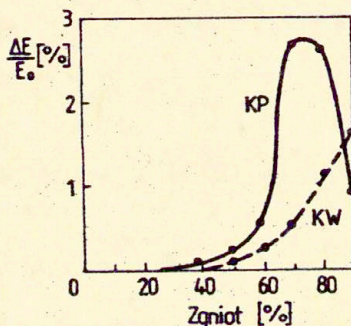
Dla bliższego poznania mechanizmu powstawania anizotropii walcowania śledzono zmiany tekstury przy walcowaniu żelaza [70]. Badania przeprowadzono na próbkach o czystości 99,99% (po oczyszczeniu metodą strefowego topienia). Próbkę poddawano zgniotowi przez walcowanie tak, że zmiany grubości w wyniku walcowania zawierały się w granicach od 0 do 90%. Za pomocą refraktometru ultradźwiękowego wykonano pomiary rozkładu prędkości fal powierzchniowych w funkcji kąta między kierunkami walcowania i rozchodzenia się fal. Następnie próbki wygrzano w piecu próżniowym przy temperaturze 600°C dla usunięcia efektów dyslokacyjnych i ewentualnych naprężeń własnych i powtórzono badania kierunkowych rozkładów prędkości fal powierzchniowych.

Na rys.19 pokazano zależność prędkości fal powierzchniowych od stopnia zgniotu dla kierunku walcowania i dla kierunku prostopadłego do kierunku walcowania. Linia ciągłą oznaczono przebiegi zmian po walcowaniu przed wyżarzaniem, zaś linią przerywaną po wyżarzeniu próbek. Na osi pionowej odłożone są wartości modułu sprężystości podłużnej E , wyliczone wg wzoru (1) przy założeniu stałości współczynnika Poissona i gęstości masy. Różnica prędkości przed i po wyżarzeniu jest miarą zmniejszania modułu na skutek wyżarzenia (tzw. defekt modułu).

Na rys.20 pokazano zależność ubytku modułu w wyniku wyżarzenia dla kierunku walcowania i dla kierunku prostopadłego do kierunku walcowania. Przedstawione na rys.19 wyniki



Rys. 19. Zależność prędkości fal powierzchniowych V_R rozchodzących się w kierunku walcowania (KW) i w kierunku prostopadłym do kierunku walcowania (KP) od stopnia zgniotu. Krzywe oznaczone linią ciągłą dotyczą stanu bezpośrednio po walcowaniu zaś krzywe zaznaczone linią przerywaną otrzymano po wyżarzeniu próbek.



Rys. 20. Zmniejszenie modułu sprężystości podłużnej $\frac{\Delta E}{E_0}$ (%) żelaza w funkcji zgniotu dla kierunku walcowania (KW) i kierunku prostopadłego do kierunku walcowania (KP).

wskazują, że w stanie wyżarzonym przed odkształceniem prędkość fal ultradźwiękowych nie zależy od kierunku i wynosi 2930 m/s, co odpowiada wartości modułu sprężystości podłużnej $E=20 \times 10^{10}$ Pa. Walcowanie do dużych zgniotów wprowadza zmiany prędkości w granicach od 2808 m/s (zgniot 70%, KP) do 3040 m/s (zgniot 90%, KW), co odpowiada zmianom modułu w granicach $18,4 \times 10^{10}$ Pa do $21,5 \times 10^{10}$ Pa. Największa różnica prędkości występuje przy zgniocie ok. 70% i wynosi 190 m/s (współczynnik anizotropii $\Delta V_R/V_{Ro}=0,0648$). Zmierzone wartości zmian prędkości i modułu mieszczą się w zakresie wyliczonych zmian kierunkowych dla monokryształu żelaza. W monokryształach żelaza prędkości fal powierzchniowych zawierają się w granicach: $V_R=2559 + 3212$ m/s oraz $E=13,2 + 28,4 \times 10^{10}$ Pa [68]. Obserwowane zmiany prędkości fal ultradźwiękowych po walcowaniu są związane z kształtowaniem się tekstury żelaza. Monokrystaliczne ziarna dążą do ustawienia swych kierunków łatwego poślizgu zgodnie z kierunkiem walcowania. Różnice przebiegu zmian prędkości w funkcji odkształcenia przed i po wygrzaniu wskazują, że na efekt porządkowania orientacji ziarn nakłada się inne zjawisko. Jest nim tzw. dyslokacyjny defekt modułu sprężystości.

W sieci kubicznej łatwy poślizg może zachodzić w płaszczyznach (110), (112) i (123) w kierunku [111]. Ze wzrostem stopnia zgniotu w czasie walcowania coraz większa liczba ziarn orientuje się kierunkiem krystalograficznym [111] w kierunku walcowania. Mechanizm ten tłumaczy monotoniczny wzrost prędkości fal w kierunku walcowania (górne gałęzie krzywych na rys.19) jako wynik narastającego uporządkowania ziarn kierunkiem o największej wartości modułu sprężystości (kierunek [111] - $E=28,4 \times 10^{10}$ Pa) w kierunku walcowania. Wzrastające uporządkowanie ziarn kierunkiem [111] równoległe do KW oznacza, że w kierunku prostopadłym do kierunku walcowania ustawia się coraz więcej ziarn płaszczyznami (111). W płaszczyźnie (111) kryształu żelaza prędkość fal powierzchniowych przybiera wartość od 2559 m/s dla kierunku [110] do 2910 m/s dla kierunku [211]. Spadek prędkości fal powierzchniowych dla kierunku prostopadłego do kierunku walcowania występujący przy odkształceniach od 0% do ok. 70% należy wiązać ze wzrastającym udziałem kierunku [110] w kształtowaniu wartości prędkości fal w kierunku prostopadłym do

kierunku walcowania. Ziarna ustawiają się kierunkiem $[110]$ równoległe do powierzchni walcowania. Zmiana kierunku zależności przy zgniocie ok. 70% świadczy o zahamowaniu poślizgu w płaszczyźnie (111) w kierunku, który ustawiał się zgodnie z kierunkiem prostopadłym do kierunku walcowania. Powodem zahamowania może być krytyczny wzrost gęstości dyslokacji w tym układzie poślizgu. Dalszy zgniot przez walcowanie powoduje ciągle uporządkowanie ziarn kierunkiem łatwego poślizgu w kierunku zgniotu (prędkość fal w tym kierunku narasta). Odształcenie w kierunku prostopadłym do kierunku walcowania zachodzi nadal w płaszczyźnie poślizgu (111) lecz inny kierunek na tej płaszczyźnie ustawia się równoległe do powierzchni walcowania. Ziarna obracają się tak, by kierunek $[211]$ był równoległy do powierzchni walcowania. Ze wzrostem zgniotu udział tego kierunku krystalograficznego w kształtowaniu prędkości fal rozchodzących się prostopadle do kierunku walcowania narasta, co powoduje wzrost prędkości fal w kierunku prostopadłym do kierunku walcowania.

5.3. Własności defektu modułu sprężystości

Jak widać z danych na rys.20, zarówno w kierunku walcowania jak też w kierunku prostopadłym do kierunku walcowania w zakresie zgniotu od 0% do 70% defekt modułu rośnie. Zgniot powyżej 70% powoduje dalsze narastanie defektu modułu dla kierunku walcowania i spadek dla kierunku prostopadłego do kierunku walcowania. Taki przebieg zależności można wyjaśnić zmianami struktury sieci dyslokacyjnej w czynnych układach poślizgu. Odształcenie plastyczne kryształu wprowadza nowe ruchliwe dyslokacje zdolne do wykonywania drgań pod wpływem przechodzących impulsów ultradźwiękowych. Dyslokacje takie powodują wzrost tłumienia i zmniejszenia (defekt) modułu sprężystości kryształu, a więc i zmniejszenie prędkości fal sprężystych przechodzących przez kryształ. Wartość dyslokacyjnego defektu modułu zależy od gęstości ruchliwych dyslokacji i średniej długości swobodnej pętli dyslokacyjnych. Dla fal o małej amplitudzie dyslokacyjny defekt modułu wyraża się wzorem [71]:

$$(26) \quad \frac{\Delta G}{G} = 2 \frac{V - V_0}{V_0} = \frac{4G b^2 \Omega}{\pi^2 A} \Lambda \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega d)^2}$$

gdzie: G - moduł sprężystości poprzecznej, V_0 - prędkość fal w kryształach nie zawierających dyslokacji, V - prędkość fal w badanym kryształach, b - wektor Burgersa, $d = B/A$, gdzie B jest stałą hamowania ruchu dyslokacji, $A = \pi p b^2$ - masa jednostki długości linii dyslokacji, ρ - gęstość masy kryształu,

$\omega_0 = \pi \Lambda \sqrt{C/A}$ - częstotliwość rezonansowa pętli dyslokacji, L - średnia długość swobodna pętli, Λ - gęstość linii dyslokacji, ω - częstotliwość fali przechodzącej przez kryształ (stała w przypadku opisanych pomiarów), a Ω - jest współczynnikiem kierunkowym, który uwzględnia zależność między naprężeniem w osi wiązki fal i naprężeniem w czynnych układach poślizgu. Średnią długość pętli L określa się zależnością:

$$(27) \quad 1/L = 1/L_N + 1/L_C$$

gdzie: L_N - jest średnią długością swobodną pętli między węzłami sieci dyslokacyjnej, a L_C - średnią długością pętli między atomowymi punktami zakotwiczenia. Na wartość L ma wpływ zarówno gęstość linii dyslokacji jak i koncentracja defektów punktowych. W czystych nie odkształconych plastycznie materiałach krystalicznych gęstość dyslokacji jest mała, a długość swobodna pętli jest duża (rzędu setek stałych sieci). Ze wzrostem odkształcenia rośnie gęstość dyslokacji Λ i maleje średnia długość swobodna pętli L . Zmniejszanie się L jest wynikiem narastania koncentracji defektów punktowych powstających przy przecinaniu się dyslokacji i wzrostu ilości węzłów sieci dyslokacyjnej. Malenie L oznacza wzrost średniej częstotliwości rezonansowej pętli ω_0 . Przy stałej częstotliwości ω fali ultradźwiękowej oznacza to wzrost stosunku ω_0/ω . W konsekwencji wzrost odkształcenia prowadzi do wystąpienia maksimum defektu modułu. Wartość ω_0/ω , przy której występuje największy spadek prędkości zależy od stałej tłumienia ruchu dyslokacji B i masy A jednostki długości pętli i wynosi [71]:

$$(28) \quad \left\{ \omega / \omega_0 \right\}_{\max} = \left\{ 1 + \beta / A \omega \right\}^{1/2}$$

Odpowiada to długości pętli:

$$(29) \quad L_{\max} = \pi / \omega \frac{C}{A + (1 + d / \omega^2)}$$

Położenie ekstremum na krzywej obrazującej przebieg zmian prędkości w funkcji odkształcenia może być różne w odmiennych układach poślizgu. Decyduje o tym zarówno nierównomierny rozkład gęstości dyslokacji w poszczególnych układach poślizgu jak też różnice w narastaniu gęstości i długości swobodnej pętli. W przypadku badanych polikrystalicznych próbek czystego żelaza orientacja kierunków krystalograficznych ziarn względem kierunku rozchodzenia się fali nie jest tak jednoznaczna jak w monokryształach i zmienia się wraz ze zmianą stopnia zgniotu. W zakresie odkształceń dla fal rozchodzących się w kierunku walcowania defekt modułu rośnie z odkształceniem nie osiągając ekstremum. Za zmianę prędkości w tym przypadku odpowiedzialne są głównie dyslokacje poruszające się w układach łatwego poślizgu. Zmiana prędkości fal rozchodzących się w kierunku prostopadłym do kierunku walcowania jest zależna głównie od parametrów sieci dyslokacji poruszających się w układzie poślizgu związanym z płaszczyzną (110). Dla tego kierunku badania ekstremum występuje przy odkształceniu ok. 70%. Największy ubytek modułu ma wartość ok. 2,7%.

Wpływ ruchliwych dyslokacji na przebieg zależności prędkości fal od naprężenia będzie rozpatrywany w rozdziale 8. Tam też będzie omówiony dokładniej mechanizm dyslokacyjnego defektu modułu sprężystości.

5.4. Związki tekstura - prędkość fal

Wiele prac poświęcono badaniom związków między własnościami sprężystymi monokrystalicznych ziarn i własnościami polikryształów zbudowanych z takich ziarn [72, 73,

74). Wraz z rozwojem zastosowań techniki ultradźwiękowej pojawiło się zainteresowanie rozkładami kierunkowymi prędkości fal ultradźwiękowych w metalach technicznych. Podjęto próby powiązania parametrów opisujących teksturę z prędkościami różnych typów fal sprężystych w metalach technicznych. Najbardziej pełne opisy dotyczą przypadku polikryształów złożonych z ziarn kubicznych, a w szczególności materiałów stalowych wykazujących symetrię ortorombową (trzy wzajemnie prostopadłe płaszczyzny zwierciadlane - dziewięć niezależnych stałych sprężystości). Należą do nich walcowane blachy stalowe, wykorzystywane powszechnie jako materiał konstrukcyjny w wielu dziedzinach techniki. Badaniom anizotropii sprężystej blach walcowanych poświęcone są między innymi prace [75, 76, 77, 78]. W pracach [79, 80 i 81] przedstawiono wyniki ilościowej oceny tekstury na podstawie pomiarów prędkości fal. Jak już podkreślano, tekstura w istotny sposób wpływa na możliwość wyznaczenia naprężeń metodą ultradźwiękową. Dlatego związki między teksturą i prędkościami fal omówione będą szerzej w aspekcie ich wykorzystania w pomiarach naprężeń. Rozkład orientacji monokrystalicznych ziarn w polikrystalicznej próbce opisuje funkcja rozkładu orientacji. Rozpatruje się dwa prostokątne układy współrzędnych: $O-xyz$ związany z wyróżnionymi kierunkami w próbce (np. krawędzie, kierunek walcowania) i $O-XYZ$ związany z osiami krystalograficznymi $[100]$, $[010]$ i $[001]$ ziarna. Orientację poszczególnych ziarn względem wybranych kierunków w próbce w sposób jednoznaczny określają trzy kąty Eulera ψ , θ , i ϕ . Rozkład orientacji ziarn określa funkcja tych kątów $W(\xi, \psi, \phi)$ gdzie $\xi = \cos \theta$. $W(\xi, \psi, \phi) d\xi d\psi d\phi$ określa część ziarn których kierunki krystalograficzne leżą w przedziałach ξ i $\xi+d$, ψ i $\psi+d\psi$ oraz ϕ i $\phi+d\phi$. Funkcja rozkładu spełnia warunek normalizacji:

$$(30) \quad \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 W(\xi, \psi, \phi) d\xi d\psi d\phi = 1$$

W opisie tekstury wykorzystuje się funkcję rozkładu w postaci rozwinięcia na uogólnione wielomiany Legendre'a Z_{lmn} ze

współczynnikiem W_{lmn} [77]:

$$(31) \quad W(\xi, \eta, \rho) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 W_{lmn} Z_{lmn}(\xi) e^{-im\eta} e^{-in\rho}$$

Wartości współczynników W_{lmn} można określić na podstawie badań rentgenowskich lub neutronowych. Ze względu na to, że przy badaniach tekstury za pomocą dyfrakcji neutronów informacje o rozkładzie orientacji ziarn są zbierane na długiej drodze, dane uzyskane tą techniką są bardziej odpowiednie do porównań z wynikami badań ultradźwiękowych.

W blachach stalowych występuje anizotropia odpowiadająca symetrii ortorombowej. Dla ortorombowego zbioru kryształów tensor stałych sprężystości zależy tylko od współczynników w_{400} , w_{420} i w_{440} [77]. Prędkość fal objętościowych rozchodzących się w blachach anizotropowych określają wzory (32) do (40). Indeksy przy symbolu prędkości oznaczają osie prostokątnego układu współrzędnych związane z blachą:

1 - kierunek walcowania, 2 - kierunek prostopadły do kierunku walcowania w płaszczyźnie walcowania i 3 - kierunek grubości.

$$(32) \quad \rho v_{33}^3 = C_{11} - 2C \left[\frac{1}{5} - \frac{16}{35} \sqrt{2} \pi^2 w_{400} \right]$$

$$(33) \quad \rho v_{31}^2 = C_{44} + C \left[\frac{1}{5} - \frac{16}{35} \sqrt{2} \pi^2 \left\{ w_{400} - \sqrt{\frac{5}{2}} w_{420} \right\} \right]$$

$$(34) \quad \rho v_{32}^2 = C_{44} + C \left[\frac{1}{5} - \frac{16}{35} \sqrt{2} \pi^2 \left\{ w_{400} + \sqrt{\frac{5}{2}} w_{420} \right\} \right]$$

$$(35) \quad \rho v_{11}^2 = C_{11} - 2C \left[\frac{1}{5} - \frac{6}{35} \sqrt{2} \pi^2 w_{400} - \frac{2}{3} \sqrt{10} \left\{ w_{420} + \frac{1}{3} \sqrt{70} w_{440} \right\} \right]$$

$$(36) \quad \rho v_{13}^2 = C_{44} + C \left[\frac{1}{5} - \frac{16}{35} \sqrt{2} \pi^2 \left\{ w_{400} - \sqrt{\frac{5}{2}} w_{420} \right\} \right]$$

$$(37) \quad \rho v_{12}^2 = C_{44} + C \left[\frac{1}{5} + \frac{4}{35} \sqrt{2} \pi^2 \left\{ w_{400} - \sqrt{70} w_{440} \right\} \right]$$

$$(38) \quad \rho v_{22}^2 = C_{11} - 2C \left[\frac{1}{5} - \frac{6}{35} \sqrt{2} \pi^2 \left\{ w_{400} + \frac{2}{3} \sqrt{10} w_{420} + \frac{1}{3} \sqrt{70} w_{440} \right\} \right]$$

$$(39) \quad \rho v_{23}^2 = C_{44} + C \left[\frac{1}{5} - \frac{16}{35} \sqrt{2} \pi^2 \left\{ w_{400} + \sqrt{\frac{5}{2}} w_{420} \right\} \right]$$

$$(40) \quad \rho v_{21}^2 = C_{44} + C \left[\frac{1}{5} + \frac{4}{35} \sqrt{2} \pi^2 \left\{ w_{400} - \sqrt{70} w_{440} \right\} \right]$$

gdzie: $C = C_{11} - C_{12} - 2C_{44}$.

Stałe sprężystości przestrzennie scentrowanego monokryształu żelaza mają wartość: $C_{11} = 23,22 \times 10^{10}$ Pa, $C_{12} = 13,56 \times 10^{10}$ Pa i $C_{44} = 11,70 \times 10^{10}$ Pa. Ze wzorów (32) do (40) widać, że dla dowolnego kierunku propagacji suma kwadratów prędkości fal podłużnych i poprzecznych spolaryzowanych w głównych kierunkach anizotropii jest stała i wynosi:

$$(41) \quad \rho \Sigma v^2 = \rho \left\{ v_{11}^2 + v_{12}^2 + v_{13}^2 \right\} = C_{11} + 2C_{44} = K + \frac{10\mu}{3}$$

Podobnie:

$$(42) \quad v_{12} = v_{21}$$

$$(43) \quad \rho \left\{ 4v_{12}^2 + v_{13}^2 \right\} = 5C_{44} + C \left[1 + \left\{ 16\pi^2 / 7 \sqrt{5} \right\} \left\{ w_{420} - 2\sqrt{7} w_{440} \right\} \right]$$

$$(44) \quad \rho \left\{ 4v_{21}^2 + v_{23}^2 \right\} = 5C_{44} + C \left[1 - \left\{ 16\pi^2 / 7 \sqrt{5} \right\} \left\{ w_{420} + 2\sqrt{7} w_{440} \right\} \right]$$

Przyjmując:

$$(45) \quad K = \frac{1}{3} \left\{ C_{11} + 2C_{12} \right\}$$

$$(46) \quad \mu = \frac{1}{2} \left\{ \mu_{\text{Voigt}} + \mu_{\text{Reuss}} \right\} \quad [72, 73]$$

$$\text{gdzie: } \mu_{\text{Voigt}} = \frac{1}{5} \left\{ C_{11} - C_{12} + 3C_{44} \right\} \quad \text{ i } \quad \mu_{\text{Reuss}} = \frac{5C_{44}(C_{11} - C_{12})}{(C_{11} - C_{12}) + 4C_{44}}$$

Z równań w postaci (32) do (40) otrzymamy równania w formie:

$$(47) \quad \rho V_{33}^2 = K + 4\mu/3 + \frac{32\sqrt{2} \pi^2}{35} C w_{400}$$

$$(48) \quad \rho V_{32}^2 = \mu - \frac{16\sqrt{2} \pi^2}{35} C \left[w_{400} - \sqrt{\frac{5}{2}} w_{420} \right]$$

$$(49) \quad \rho V_{32}^2 = \mu - \frac{16\sqrt{2} \pi^2}{35} C \left[w_{400} + \sqrt{\frac{5}{2}} w_{420} \right]$$

gdzie: ρ - jest gęstością masy, pierwszy indeks przy V oznacza jak poprzednio kierunek propagacji, a drugi kierunek polaryzacji, $C=C_{11}-C_{12}-2C_{44}$ są stałymi sprężystości ziarn monokrystalicznych. Dla fal powierzchniowych rozchodzących się w kierunku walcowania prędkość wyraża się wzorem [78]:

$$(50) \quad V_{1R} = V_R^0 \left[1 + \frac{6\sqrt{2} \pi^2 C}{35(\lambda+2\mu)} \left\{ w_{400} - \frac{2}{3}\sqrt{10} w_{420} + \frac{1}{3}\sqrt{70} w_{440} \right\} \right. \\ \left. \frac{-2\sqrt{2} \pi^2 C(1-R_0)}{35(\lambda+2\mu)D(1-\eta^2)} \left\{ A_{400}w_{400} - 2\sqrt{10} A_{420}w_{420} + \sqrt{70} A_{440}w_{440} \right\} \right]$$

gdzie: V_R^0 - jest prędkością w ośrodku izotropowym;

$$R_0 = \alpha(V_R^0)^2 / (\lambda + 2\mu); \quad \eta = \lambda / (\lambda + 2\mu);$$

$$A_{400} = -(5 + 16\eta + 17\eta^2)(1-\eta)^2 + (37 + 43\eta + 28\eta^2)(1-\eta)R_0 - 16R_0^2(2-\eta)$$

$$A_{420} = (1-\eta)^2(1-4\eta-3\eta^2) + R_0(1-\eta)(3+\eta)(1+4\eta) - 4R_0^2$$

$$A_{440} = (1-\eta)^2(1-3\eta^2) - R_0(1-\eta-4\eta^2)(1-\eta)$$

$$D = 2(1-\eta^2) - R_0(5-3\eta)(1-\eta) + R_0^2(3-4\eta)$$

Wyrażenie na prędkość fal powierzchniowych rozchodzących się w kierunku prostopadłym, do kierunku walcowania V_{2R} uzyskuje się przez zmianę znaku członu zawierającego w_{420} w wyrażeniu na V_{1R} . Współczynniki anizotropii akustycznej dla fal poprzecznych i powierzchniowych będą:

$$(51) \quad \frac{V_{31} - V_{32}}{V_T^0} = \frac{16\pi^2 C w_{420}}{7\sqrt{5} \mu}$$

$$(52) \quad \frac{V_{1R} - V_{2R}}{V_{R_s}^0} = \frac{16\pi^2 C w_{420} \cdot \Gamma}{7\sqrt{5} (\lambda + 2\mu)}$$

gdzie: $\Gamma = -1 + A_{420} (1 - R_0) \sqrt{DX - \eta^2}$.

We wzorach (51) do (52) wykorzystano przybliżone związki między stałymi sprężystości kryształu i stałymi sprężystości całej próbki polikrystalicznej:

$$\begin{aligned} K &= 1/3 [C_{11} + 2C_{12}]; \quad [\text{Voigt, Reuss}], \\ \mu_{\text{Hill}} &= 1/2 [\mu_{\text{Voigt}} + \mu_{\text{Reuss}}] \\ \mu_{\text{Voigt}} &= 1/5 [C_{11} - C_{12} + 3C_{44}] \\ \mu_{\text{Reuss}} &= \frac{5C_{44} [C_{11} - C_{12}]}{3[C_{11} - C_{12}] + 4C_{44}} \end{aligned}$$

Dla BCC żelaza występujące tu stałe sprężystości mają wartość:

$$\begin{aligned} C_{11} &= 23,22 \cdot 10^{10} \text{ Pa} \\ C_{12} &= 13,56 \cdot 10^{10} \text{ Pa} \\ C_{44} &= 11,70 \cdot 10^{10} \text{ Pa} \\ K &= 16,78 \cdot 10^{10} \text{ Pa} \\ \mu_{\text{Hill}} &= 8,20 \cdot 10^{10} \text{ Pa} \\ \mu_{\text{Voigt}} &= 8,95 \cdot 10^{10} \text{ Pa} \end{aligned}$$

$$H_{\text{Reuss}} = 7.46 \cdot 10^{10} \text{ Pa}$$

Wyznaczone przykładowo dla blachy stalowej walcowanej na gorąco współczynniki W_{1mn} miały wartość:

$$W_{200} = 0.00112$$

$$W_{420} = -0.0016$$

$$W_{440} = 0.00031$$

5.5. Akustyczne niezmienniki w stalowych materiałach walcowanych.

Z wyrażeń na prędkość fal w anizotropowym ośrodku bez naprężeń wynika interesująca własność sumy kwadratów prędkości fal poprzecznych i podłużnych rozchodzących się w kierunku grubości (wzór 41):

$$(53) \quad v^2 = v_{33}^2 + v_{31}^2 + v_{32}^2 = \frac{1}{\rho} \left(K + \frac{10\mu}{3} \right)$$

Wartość tej sumy jest niezależna od tekstury. Ta własność polikryształów złożonych z kryształów kubicznych jest jednocześnie własnością samych kryształów kubicznych, w których niezależnie od kierunku rozchodzenia się suma kwadratów prędkości tych fal jest stała i równa się: $1/\rho(C_{11} + 2C_{44})10^{13}$. Stałość sumy kwadratów prędkości, niezależnie od tekstury stwarza pewne korzyści przy operowaniu zamiast prędkościami v_{33} , v_{31} i v_{32} znormalizowanymi prędkościami $v_{33}^2/\Sigma V^2$; $v_{31}^2/\Sigma V^2$; $v_{32}^2/\Sigma V^2$. Znormalizowane prędkości wyrażają się wzorami:

$$(54) \quad \bar{v}_{33}^2 = \frac{v_{33}^2}{\Sigma V^2} = \frac{1}{K + 10\mu/3} \left[K + \frac{4\mu}{3} + \frac{32\sqrt{2}\pi^2}{35} C w_{400} \right]$$

$$(55) \quad \bar{v}_{31}^2 = \frac{v_{31}^2}{\Sigma V^2} = \frac{1}{K + 10\mu/3} \left[\mu - \frac{16\sqrt{2}\pi^2}{35} C \left(w_{400} - \sqrt{\frac{5}{2}} w_{420} \right) \right]$$

$$(56) \quad \bar{v}_{32}^2 = \frac{v_{32}^2}{\Sigma v^2} = \frac{1}{K+10\mu/3} \left[\mu - \frac{16\sqrt{2}}{35} \pi^2 c \left(w_{400} + \sqrt{\frac{5}{2}} w_{420} \right) \right]$$

Różnica prędkości znormalizowanych $\bar{v}_{31}^2 - \bar{v}_{32}^2$ będzie:

$$(57) \quad \bar{v}_{31}^2 - \bar{v}_{32}^2 = \frac{32\pi^2 c}{7\sqrt{5} (K+10\mu/3)} w_{420}$$

Ponieważ w wyrażeniach na prędkości znormalizowane wartości modułów sprężystości K i μ występują zarówno w liczniku jak i w mianowniku, należy oczekiwać, że wszelkie zmiany prowadzące do różnic modułów (np. zmiany zawartości węgla, składników stopowych, czy rozmiaru ziarn) będą zminimalizowane. Badania wpływu zawartości węgla na stałe sprężystości w stalach wskazują rzeczywiście na nieznaczne zmiany stosunków $(K+4\mu/3)/(K+10\mu/3)$ i $\mu(K+10\mu/3)$ przy zmianach zawartości węgla w stopie od 0% do 2,33% [82]. Badania zmian tekstury w procesach obróbki metali wskazują, że składniki tekstury nie narastają w sposób niezależny od siebie. Dla żelaza na przykład, składniki opisujące stopnie uporządkowania w kierunkach walcowania i kierunku prostopadłym do kierunku walcowania aż do zgniotu ok. 70% liniowo zmieniają się ze zgniotem (rys.19). Badania rentgenowskie wskazują, że dla danego typu obróbki położenia maksimów i minimów na wykresie biegunowym zachowują się niezależnie od zaawansowania procesu, a zaczernienie biegunów narasta, co także sugeruje proporcjonalność między współczynnikami w_{400} i w_{420} :

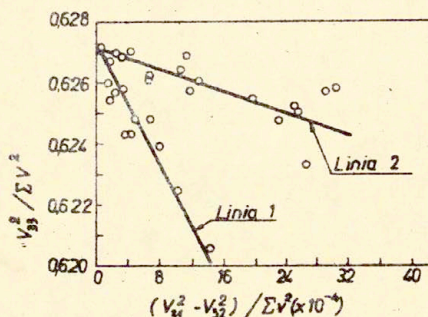
$$(58) \quad w_{420} = D \cdot w_{400}$$

gdzie: D - jest współczynnikiem proporcjonalności. Zależność ta powinna być spełniona przynajmniej dla materiałów o małej teksturze. Istnienie proporcjonalności między w_{420} i w_{400} pociąga za sobą liniowy związek między kwadratem prędkości fal podłużnych rozchodzących się w kierunku grubości i różnicą kwadratów prędkości fal poprzecznych, który to związek jest

niezależny od stopnia zaawansowania obróbki, czyli niezależny od wartości współczynnika anizotropii strukturalnej. Dla znormalizowanych prędkości z (54), (55) i (56) otrzymuje się:

$$(59) \quad \bar{v}_{33}^{-2} = \frac{K+4\mu/3}{K+10\mu/3} + \frac{1}{D} \sqrt{\frac{D^2}{5}} \left\{ \bar{v}_{31}^{-2} - \bar{v}_{32}^{-2} \right\}$$

Badania przeprowadzone na szerokim zbiorze odprężonych próbek walcowanej na gorąco w stali wskazują, że proporcjonalność między wartościami \bar{v}_{33}^{-2} i $(\bar{v}_{31}^{-2} - \bar{v}_{32}^{-2})$ jest spełniona w szerokim zakresie zmian tekstury. Na rys. 21 pokazano zależność \bar{v}_{33}^{-2} od $(\bar{v}_{31}^{-2} - \bar{v}_{32}^{-2})$ uzyskana w pracy [83]. Występują dwie wartości współczynnika proporcjonalności między \bar{v}_{33}^{-2} i $(\bar{v}_{31}^{-2} - \bar{v}_{32}^{-2})$.



Rys. 21. Zależność między znormalizowaną prędkością fal podłużnych rozchodzących się w kierunku grubości blachy \bar{v}_{33}^{-2}/EV^2 i różnicą znormalizowanych prędkości fal poprzecznych $(\bar{v}_{31}^{-2} - \bar{v}_{32}^{-2})/EV^2 \times 10^{-4}$ [83].

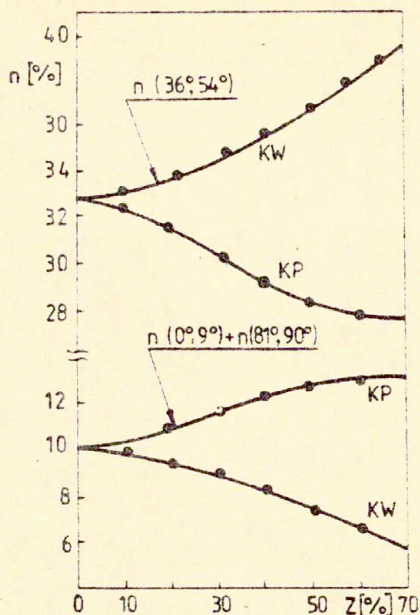
Odpowiadają one grupom blach, których walcowanie wykańczające było w temperaturze powyżej punktu eutektoidalnego (727°C) i poniżej tego punktu. Badania tekstury w stalowych blachach walcowanych na gorąco wskazują na decydujący wpływ temperatury walcowania materiału na teksturę [84]. Jeżeli walcowana blacha ma temperaturę poniżej temperatury eutektoidalnej, perlit jest obecny w czasie walcowania, jeśli powyżej 727°C perlit tworzy

się w procesie walcowania. Przy temperaturze walcowania powyżej 900°C tekstura jest jednorodna na całej grubości. Gdy gradient temperatury w kierunku grubości jest taki, że na powierzchni jest temperatura poniżej 727°C , a wewnątrz blachy ma temperaturę wyższą, wystąpi różnica tekstury między obszarami przypowierzchniowymi i częścią środkową.

Orientacje ziarn w obszarze przypowierzchniowym blachy walcowanej przy średniej temperaturze 830°C mogą być reprezentowane w kierunku walcowania przez grupę orientacji $(hkl) \langle 111 \rangle$ to jest przez $\langle 111 \rangle$ $(\bar{1}\bar{1}0)$ i $\langle 111 \rangle$ $(\bar{3}21)$ oraz $\langle 111 \rangle$ $(\bar{2}11)$ i w kierunku prostopadłym do kierunku walcowania przez grupę $(110) \langle uvw \rangle$ to jest $(110) \langle 001 \rangle$, $(110) \langle \bar{1}\bar{1}4 \rangle$, $(110) \langle \bar{1}\bar{1}2 \rangle$ i $(110) \langle 332 \rangle$. W środkowej warstwie tej blachy występuje głównie orientacja $(001) \langle 110 \rangle$.

5.6. Ilościowa ocena tekstury na podstawie pomiarów prędkości

Podjęto próby ilościowej oceny tekstury stali na podstawie wyników badań ultradźwiękowych, wykorzystując podejście statystyczne oparte na teorii informacji [79, 80]. Wprowadzone w pracy zależności pozwalają przyporządkować zmierzonej wartości prędkości fal ultradźwiękowych w badanym materiale określony stopień uporządkowania ziarn. Na podstawie zmierzonych wartości prędkości fal powierzchniowych w odkształconych przez zgniot próbkach (rys.19) i znanych gęstości masy oraz współczynników sprężystości C_{11} , C_{12} i C_{44} monokryształów obliczono numerycznie wartości $n(\alpha, \beta)$ ułamka ogólnej liczby ziarn w jednostce objętości próbki zorientowanych tak, że ich osie krystalograficzne $[100]$ tworzą z kierunkiem odniesienia (kierunek walcowania) kąt θ zawarty w przedziale $\alpha < \theta < \beta$. Zależność ułamka "n" ogólnej liczby ziarn w jednostce objętości, których osie $[100]$ tworzą z kierunkiem zgniotu kąty $\alpha=0^{\circ}$ i $\beta=9^{\circ}$ oraz $\alpha=36^{\circ}$ i $\beta=54^{\circ}$ od stopnia zgniotu pokazano na rys.22. Podobne obliczenia wykonano dla stali w spoinach [81]. Porównanie wyników ilościowej oceny tekstury uzyskanych przedstawioną tu metodą ultradźwiękową z wynikami uzyskanymi metodą dyfrakcji neutronów wskazuje na równoważność tych metod.

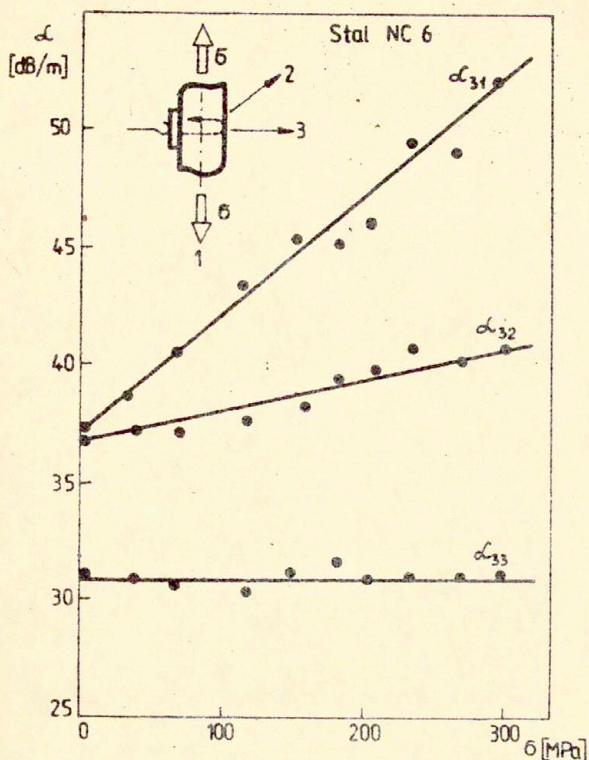


Rys. 22. Zależność ilości ziarn o orientacji krystalograficznej $\alpha=0^\circ$ i $\beta=9^\circ$ oraz $\alpha=36^\circ$ i $\beta=54^\circ$ od stopnia zgniotu żelaza.

5.7. Rozróżnienie źródeł anizotropii

Rozstrzygnięcie, czy za obserwowaną anizotropię sprężystą odpowiedzialna jest tekstura, czy naprężenie, albo też czy obydwa te czynniki jednocześnie ma istotne znaczenie dla ultradźwiękowych pomiarów naprężeń. Badania anizotropii współczynnika tłumienia i dyspersji prędkości wskazują na możliwość rozróżnienia źródeł anizotropii.

Na rys. 23 i 24 pokazano przykładowe wyniki pomiarów dla próbek ze stali NC6 i St45. Próbkę ze stali NC6 po wycięciu została wygrzana dla uwolnienia naprężeń wewnętrznych i nie wykazywała anizotropii. Obciążenie próbki do poziomu 1 powoduje

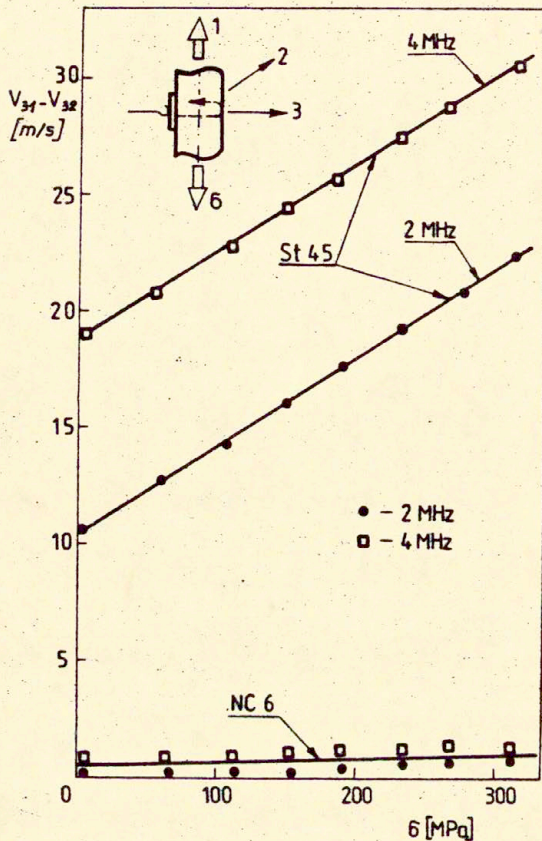


Rys. 23. Przebiegi zmian współczynników tłumienia fal ultradźwiękowych o częstotliwości 4MHz w funkcji naprężenia rozciągającego σ . α_1 i α_2 są współczynnikami tłumienia fal poprzecznych spolaryzowanych w kierunkach naprężenia i prostopadle do kierunku naprężenia. α_{33} - współczynnik tłumienia fal podłużnych.

powstanie różnicy wartości współczynnika tłumienia przy zmianie płaszczyzny polaryzacji fal. Ze wzrostem naprężenia zwiększa się różnica współczynników tłumienia fal spolaryzowanych w kierunku naprężenia (α_{31}) i prostopadle do kierunku naprężenia (α_{32}). Pomiar współczynnika tłumienia przy zmianie orientacji płaszczyzny polaryzacji w stalowych próbkach o współczynnikach tekstury $A_0 = 0.1\% + 0.3\%$ wykazały, że współczynnik tłumienia fal spolaryzowanych w kierunku walcowania i prostopadle do kierunku

walcowania jest w granicach błędu taki sam. Zmiana współczynnika tłumienia przy obrocie płaszczyzny polaryzacji wskazuje, że źródłem anizotropii są naprężenia.

Wykresy na rys. 24 przedstawiają zależność różnicy prędkości fal poprzecznych, spolaryzowanych w kierunku



Rys. 24. Zależność różnicy prędkości $\Delta V_{31} = V_{31} - V_{32}$ fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku grubości i spolaryzowanych w kierunku naprężenia i prostopadle do kierunku naprężenia przy częstotliwościach 2 MHz i 4 MHz od wartości naprężenia rozciągającego.

naprężenia i prostopadłe do naprężenia w próbce ze stali NC16, izotropowej w stanie wyjściowym i w próbce ze stali St45 anizotropowej w stanie wyjściowym. Pomiaru wykonane przy dwóch częstotliwościach wykazują brak częstotliwościowej zależności różnicy prędkości w próbce NC6 i silną dyspersję w próbce St45, przy czym różnica prędkości przy 2 MHz i 4 MHz jest niezależna od naprężenia.

Częstotliwościowa różnica prędkości wskazuje na teksturę jako źródło anizotropii. Dyspersja prędkości w ośrodkach z teksturą wynika z zależności współczynników rozpraszania od orientacji kierunków krystalograficznych ziarn względem kierunku polaryzacji fal.

5.8. Stałość modułu sprężystości objętościowej

Oprócz opisanych w paragrafie 5.5 niezmienników akustycznych zauważono inną własność stalowych materiałów walcowanych, której wykorzystanie okazało się pożyteczne dla ultradźwiękowych pomiarów naprężeń własnych. Własność ta, to niezależność objętościowego modułu sprężystości metali kubicznych od odkształcenia plastycznego [85]. Stałość modułu objętościowego narzuca określony związek między prędkościami fal podłużnych i poprzecznych. Moduł sprężystości objętościowej K wyraża się przez stałe Lamego wzorem:

$$(60) \quad K = \lambda + \frac{2}{3} \mu$$

Uwzględniając związki między prędkością fal podłużnych i poprzecznych, stałymi Lamego i gęstością masy (1) i (2) można wyrazić moduł sprężystości objętościowej przez prędkości fal podłużnych V_L i poprzecznych V_T :

$$(61) \quad K = V_L^2 - \frac{4}{3} V_T^2$$

Ponieważ związki (1) i (2) są określone dla ośrodka izotropowego, zależność (61) może być przyjmowana w stosunku do materiałów walcowanych jako przybliżona. Postanowiono zbadać jak spełniona jest zależność (61) w blachach stalowych. Badania

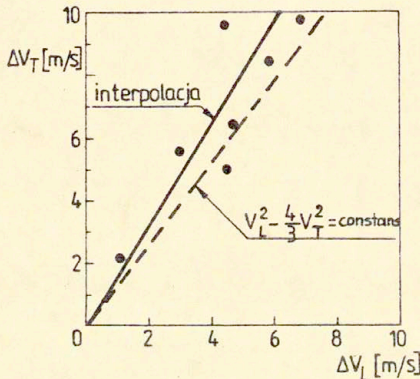
wykonano na próbkach ze stali węglowej poddanych zgniotowi o dużej wartości. Za pomocą nanosekundowego miernika czasu zmierzono czasy przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych przez takie same odcinki drogi w tych próbkach. Stałość modułu objętościowego pociąga za sobą charakterystyczną zależność zmian prędkości fal podłużnych V_L i poprzecznych V_T . Zależność tę otrzymuje się przez zróżniczkowanie (61):

$$(62) \quad \Delta V_L = \frac{4}{3} (V_T/V_L) \Delta V_T$$

Biorąc dla stali $V_T/V_L = 0,54$ otrzymuje się:

$$(63) \quad \Delta V_L \approx 0,73 \Delta V_T$$

Zależności te wykorzystano przy doświadczalnym sprawdzaniu spełnienia warunku stałości K . Na rys. 25 zestawiono zmierzone przyrosty prędkości fal podłużnych (oś pozioma) i poprzecznych (oś pionowa).



Rys 25. Zależność między przyrostami prędkości fal poprzecznych ΔV_T i podłużnych ΔV_L w odprężonej płycie walcowanej ze stali węglowej.

Linia przerywana zaznaczono przebieg odpowiadający stałości modułu K . Jak widać odstępstwo między przebiegiem linii

interpolującej dane doświadczalne i linią obrazującą warunek (62) jest niewielkie. Pomiarów czasów przejścia fal podłużnych i poprzecznych przez stałe odcinki drogi w odprężonym materiale szyn kolejowych wskazują na stałość modułu sprężystości objętościowej także w materiale główek szyn.

W tabelicy 12 zestawiono zmierzone czasy przejścia fal podłużnych t_L i poprzecznych t_T przez stałe odcinki drogi w kierunku

Tablica 12. Zmierzone czasy przejścia fal podłużnych t_L i poprzecznych t_T oraz wyliczone wartości modułu sprężystości objętościowej K w główkach szyn kolejowych produkowanych w Hucie Katowice.

$K=(16297 \pm 9)10^5$ MPa z przedziałem ufności 0,999.

| Nr. próbki | t_L [ns] | t_T [ns] | $K = \rho \left(V_L^2 - \frac{4}{3} V_T^2 \right) 10^5$ MPa |
|------------|------------|------------|--|
| 1 | 2 | 3 | 4 |
| 1 | 33091 | 33078 | 16275 |
| 2 | 33158 | 33251 | 16297 |
| 3 | 33075 | 33078 | 16303 |
| 4 | 33091 | 33119 | 16302 |
| 5 | 33069 | 33068 | 16305 |
| 6 | 33058 | 33038 | 16303 |
| 7 | 33108 | 33149 | 16295 |
| 8 | 33057 | 33017 | 16290 |
| 9 | 33147 | 33251 | 16298 |
| 10 | 33080 | 33078 | 16294 |
| 11 | 33097 | 33129 | 16299 |
| 12 | 33102 | 33159 | 16311 |
| 13 | 33058 | 33048 | 16310 |
| 14 | 33041 | 32997 | 16304 |
| 15 | 33114 | 33179 | 16306 |
| 16 | 33086 | 33129 | 16318 |
| 17 | 33052 | 32997 | 16285 |
| 18 | 33052 | 33037 | 16313 |
| 19 | 33125 | 33210 | 16308 |
| 20 | 33108 | 33118 | 16275 |
| 21 | 33086 | 33078 | 16284 |
| 22 | 33097 | 33129 | 16299 |
| 23 | 33069 | 33017 | 16271 |
| 24 | 33170 | 33333 | 16315 |
| 25 | 33087 | 33108 | 16304 |
| 26 | 33147 | 33231 | 16284 |
| 27 | 33209 | 33385 | 16284 |
| 28 | 33091 | 33108 | 16295 |
| 29 | 33096 | 33078 | 16266 |
| 30 | 33041 | 33038 | 16331 |

dziękości odprężająco wygrzanych szyn kolejowych. Pomiarów wykonano wzdłuż osi symetrii podłużnej główek szyn wprowadzając fale z powierzchni jezdnej. Czas przejścia fal podłużnych mierzono na odcinku o długości 196 mm, a czas przejścia fal poprzecznych na odcinku o długości 108 mm. W kolumnie 4 podano wartości modułu K wyliczone na podstawie zmierzonych czasów przejścia. Należy tu podkreślić, że każda z badanych szyn pochodziła z innego wyloty. Ta własność modułu sprężystości objętościowej w walcowanych materiałach stalowych została wykorzystana do wyznaczania opisanej w następnym paragrafie tzw. poprawki strukturalnej uwzględniającej różnicę własności sprężystej materiałów tego samego gatunku, wprowadzonej w ultradźwiękowych pomiarach naprężeń w szynach kolejowych.

5.9. Poprawka strukturalna

W niektórych przypadkach na podstawie pomiarów prędkości fal podłużnych i poprzecznych w badanym materiale i w materiale wzorca bez naprężeń można wyznaczyć prędkość, jaką miałyby fale podłużne w badanym materiale, gdyby był on pozbawiony naprężeń. W jednowiosnowym stanie naprężeń można wykorzystać do tego celu zanedbywalnie małą czułość na naprężenie fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku naprężenia (porównaj rys.10), tak że można przyjąć [86]:

$$(84) \quad v_T^\sigma = v_T^0; \quad t_T^\sigma = t_T^0$$

Na różnicę czasów przejścia fal podłużnych w badanym materiale i we wzorcu mogą składać się różnice czasów przejścia związane z odmiennością właściwości sprężystych Δt_L^S , z naprężeniami Δt_L^σ i z różnicą temperatury. Przyjmując, że czasy przejścia fal ultradźwiękowych we wzorcu i w badanym materiale odnoszą się do jednej wspólnej temperatury, można zapisać:

$$(85) \quad \Delta t_L = t_L^\sigma - t_L^w = \Delta t_L^S + \Delta t_L^\sigma$$

Wartość czasu przejścia fal w badanym materiale dla $\sigma=0$.

potrzebna do wyznaczenia bezwzględnej wartości naprężenia, będzie:

$$(66) \quad t_L^O = t_L^W + \Delta t_L^S$$

Wartość Δt_L^S jest poprawką na różnicę właściwości sprężystych materiału badanego i wzorca. W ośrodkach izotropowych bez naprężeń między prędkościami fal podłużnych i poprzecznych zachodzi związek:

$$(67) \quad v_L^O = v_T^O \sqrt{\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}}$$

gdzie: ν - współczynnik Poissona.

Dla izotropowej stali węglowej $v_L^O/v_T^O \cong 1,85$ i $\Delta v_L^O \cong 1,85 \Delta v_T^O$. Jeśli anizotropia jest spowodowana wyróżnioną orientacją ziarna w wyniku odkształcenia plastycznego i spełniony jest warunek stałości modułu objętościowego, to zależność między przyrostem prędkości fal podłużnych i poprzecznych jest określona wzorem (62). Zależność między odpowiednimi przyrostami czasu przejścia otrzymuje się ze wzoru (61) przez zastąpienie prędkości fal ilorazami odpowiednich dróg przez czasy przejścia i różniczkowanie względem czasu:

$$(68) \quad \Delta t_L^S = \frac{4}{3} (l_T/l_L)^2 (t_L/t_T)^3 \Delta t_T$$

gdzie: l_T i l_L - są drogami fal poprzecznych i podłużnych, Δt_L^S - jest poszukiwaną poprawką strukturalną występująca we wzorze (66).

Poprawkę strukturalną należy rozumieć następująco. Jeśli między materiałem badanym i materiałem wzorca bez naprężeń występują różnice czasów przejścia fal podłużnych $t_L^O - t_L^W = \Delta t_L$ i poprzecznych $t_T^O - t_T^W = \Delta t_T$ to część Δt_L równa Δt_L^S wyliczona wg. wzoru (68) jest wynikiem różnicy własności sprężystych materiału badanego i materiału wzorca, zaś za pozostałą część $\Delta t_L - \Delta t_L^S$ odpowiedzialna jest różnica naprężeń między materiałem badanym i materiałem wzorca. Jeśli przyjmiemy, że naprężenie w materiale wzorca jest równe zero, to zgodnie z liniową

zależności (22) na naprężenie w badanym materiale otrzymamy wzór:

$$(69) \quad \sigma = \frac{1}{\beta_L t_L} \left(t_L^w + \Delta t_L^s - t_L^o \right)$$

6. EFEKT DYSLOKACYJNY W ZJAWISKU ELASTOAKUSTYCZNYM

6.1. Badania doświadczalne

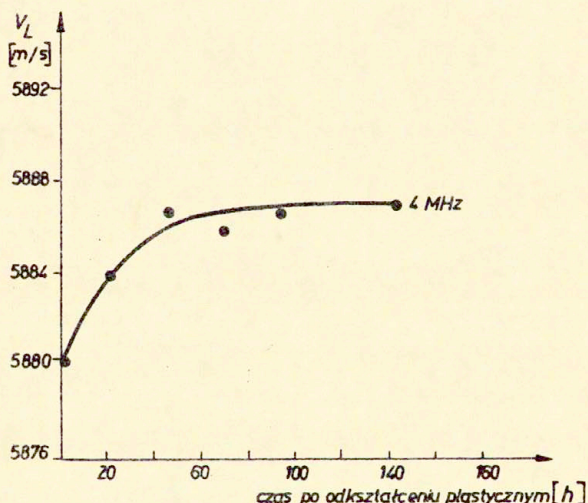
Opisywane dotychczas zmiany prędkości fal ultradźwiękowych pod wpływem naprężenia wynikają z nieliniowości sprężystej sieci krystalicznej.

Teoria dyslokacji wskazuje na możliwość wystąpienia dodatkowych przyrostów prędkości pod wpływem naprężenia jeśli w kryształach występują dyslokacje, które mogą wykonywać drgania w polu naprężeń przechodzących fal akustycznych. Dyslokacje takie nazywane są dyslokacjami ruchliwymi w odróżnieniu od dyslokacji zakotwiczonych przez defekty punktowe i węzły sieci dyslokacyjnej. Dyslokacje ruchliwe wprowadza się do materiału przez odkształcenie plastyczne. Powstało przypuszczenie, że w odkształconych plastycznie materiałach konstrukcyjnych mogą wystąpić dyslokacyjne zmiany prędkości obok zmian wynikających z nieliniowości sprężystej sieci krystalicznej. Obecność dodatkowych zmian prędkości pod wpływem naprężenia musiała być uwzględniana przy badaniach naprężeń metodą ultradźwiękową [67].

W pracy przeprowadzono badania zjawiska elastoakustycznego w odkształconych plastycznie próbkach stalowych. Wyznaczono wartości stałych elastoakustycznych w stali 24H2MF i stali 45 w stanie wyjściowym i po odkształceniu plastycznym. Do pomiarów za pomocą fal rozchodzących się w kierunku naprężenia stosowano próbki w kształcie prętów o przekroju okrągłym o średnicy 16 mm i długości 180 mm. Końce próbek na długości 18 mm były nagwintowane dla zamocowania w uchwytach maszyny do badań wytrzymałościowych. Przetworniki piezoelektryczne przykładano do płaskiej powierzchni czoła próbki. Pomiarów za pomocą fal

rozchodzących się w kierunku prostopadłym do kierunku naprężenia, wykonano na próbkach w kształcie prętów o prostokątnym przekroju w części pomiarowej. Przetworniki piezoelektryczne przykładano do płaskiej bocznej powierzchni tych próbek. Mierzono zmiany czasu przejścia impulsów fal ultradźwiękowych między wybranymi echami dna w czasie obciążenia próbek siłą rozciągającą i ściskającą, gdy próbki były w stanie po wygrzaniu odpężającym (573 K, 24 h) i po zadanym odkształceniu plastycznym. Odkształcenie plastyczne wprowadzono przez rozciąganie. Pomiarów wykonano w stałej, pokojowej temperaturze za pomocą nanosekundowego miernika czasu przejścia impulsów fal ultradźwiękowych.

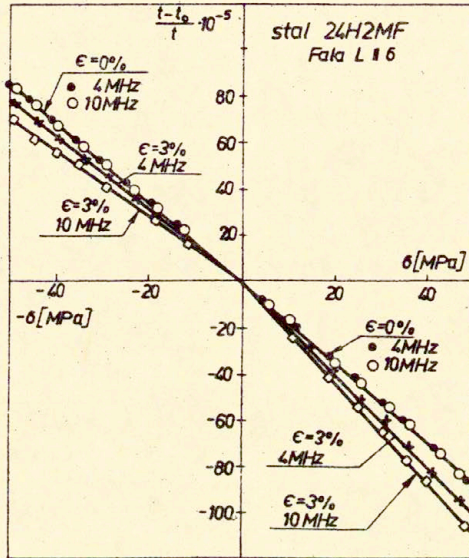
Na rys. 26 pokazano przykładowo przebiegi zmian prędkości fal podłużnych o częstotliwości 4 MHz w funkcji czasu po odkształceniu plastycznym dla próbki ze stali 24H2MF. Pomiarów wykonano w temperaturze pokojowej. Po przerwaniu odkształcenia obserwuje się charakterystyczny nawrót prędkości fal. Po upływie około 48 godzin nawrót jest praktycznie zupełny.



Rys. 26. Zmiany prędkości fal podłużnych V_L w funkcji czasu po odkształceniu plastycznym próbki ze stali 24H2MF.

Na rys.27 przedstawione są względne zmiany czasu przejścia podłużnych fal ultradźwiękowych o częstotliwościach 4 MHz i 10 MHz rozchodzących się w kierunku naprężenia w zależności od wartości naprężenia w próbce ze stali 24H2MF przed odkształceniem plastycznym ($\epsilon=0$) i po odkształceniu plastycznym ($\epsilon=3\%$).

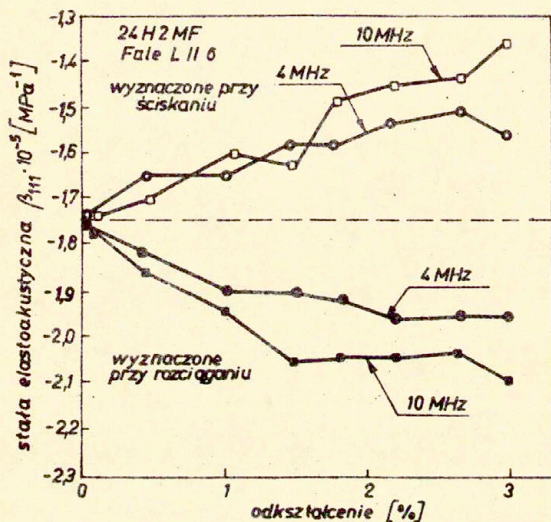
Przed odkształceniem plastycznym współczynnik elastoakustyczny dla fal podłużnych wynosi $\beta_{111} = -1,77 \cdot 10^{-5} \text{MPa}^{-1}$ i jego wartość jest taka sama przy rozciąganiu jak i przy ścisaniu. Wartości zmierzone dla fal o częstotliwościach 4 MHz i 10 MHz leżą na tej samej prostej. Po odkształceniu plastycznym o 3% występuje zmiana wartości współczynnika w zależności od kierunku obciążenia. Obserwuje się także częstotliwościową zależność współczynnika elastoakustycznego.



Rys.27. Względne zmiany czasu przejścia fal podłużnych o częstotliwościach 4 MHz i 10 MHz rozchodzących się w kierunku naprężenia w zależności od wartości naprężenia dla próbek ze stali 24H2MF przed odkształceniem plastycznym i odkształconych plastycznie o 3%.

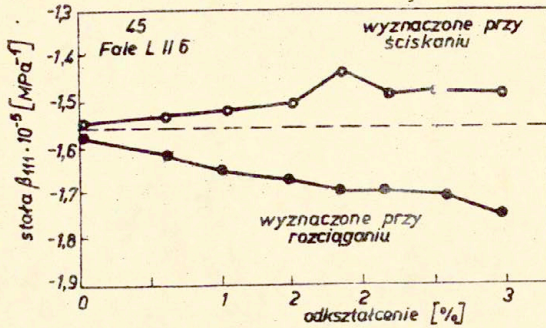
Wartości współczynnika wyznaczone przy ściskaniu są większe niż wyznaczone przy rozciąganiu. Przy 10 MHz otrzymuje się przy ściskaniu wartości β większe niż przy 4 MHz. Przy rozciąganiu wartość β dla fal o częstotliwości 10 MHz jest mniejsza niż dla fal o częstotliwości 4 MHz.

Na rys. 28 zebrano wyniki pomiarów stałej elastoakustycznej dla fal podłużnych w próbkach poddanych odkształceniu plastycznemu o różnych wartościach. Różnice wartości β wyznaczonego przy ściskaniu i rozciąganiu początkowo wyraźnie narastają ze wzrostem odkształcenia plastycznego, a przy odkształceniu większym od ok. 1,5% przyrosty β są niewielkie. Różnice wartości β wyznaczonego przy 4 MHz i przy 10 MHz są mieralne przy odkształceniach plastycznych większych od 1,5%.

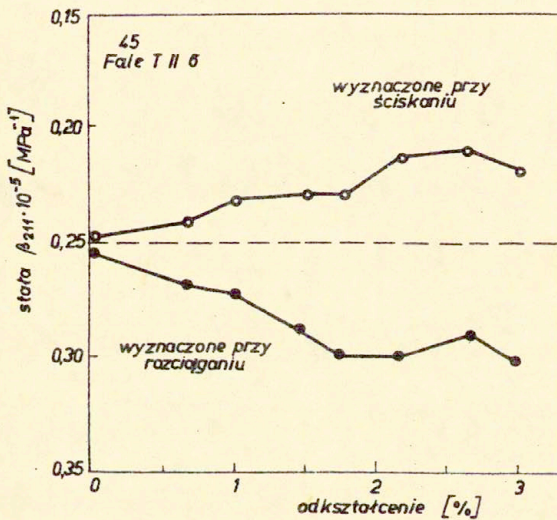


Rys. 28. Zależność stałej elastoakustycznej stali 24H2MF dla fal podłużnych rozchodzących się w kierunku naprężenia od wartości odkształcenia plastycznego. Stałe elastoakustyczne wyznaczone przy dwóch częstotliwościach fal stosując naprężenia rozciągające i ściskające.

Na rys. 29 i 30 pokazano wyniki pomiarów uzyskanych dla



Rys. 29. Zmiany stałej elastoakustycznej stali 45 dla fal podłużnych o częstotliwości 4 MHz rozchodzących się w kierunku naprężenia od wartości odkształcenia plastycznego próbek.



Rys. 30. Zależność stałej elastoakustycznej stali 45 dla fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku prostopadłym do kierunku naprężenia i spolaryzowanych w kierunku naprężenia od wartości odkształcenia plastycznego.

próbek ze stali 45. Na rys.29 przedstawiono zależność stałej dla fal podłużnych rozchodzących się w kierunku naprężenia od wartości odkształcenia plastycznego. Na rys.30 zamieszczono wyniki badania tej zależności dla fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku naprężenia i spolaryzowanych w kierunku naprężenia. Charakter zależności jest podobny jak dla stali 24H2MF.

Wartości stałej elastoakustycznej dla fal podłużnych rozchodzących się w kierunku naprężenia w próbce ze stali 24H2MF, którą po odkształceniu plastycznym o 3% wygrzano przez 24 godziny w temperaturze 573 K wyznaczane przy ściskaniu i przy rozciąganiu są takie same i w granicach błęd pomiaru równe wartości β zmierzonej dla tej próbki w stanie wyjściowym. Nie obserwuje się też częstotliwościowej zależności β .

W próbkach dobrze wyżarzonych zjawisko elastoakustyczne jest w pełni symetryczne względem znaku naprężenia i nie wykazuje zależności częstotliwościowej. W próbkach odkształconych plastycznie obserwuje się zależność wartości zmian prędkości od znaku naprężenia, wzrost wielkości zmian przy tym samym naprężeniu ze zwiększeniem stopnia odkształcenia plastycznego, a także częstotliwościową zależność współczynnika elastoakustycznego. Wygrzanie próbki odkształconej plastycznie powoduje nawrót do własności jakie wykazywała w stanie wyjściowym. Takie własności zjawiska potwierdzają występowanie w próbkach odkształconych plastycznie obok opisanego nieliniowości sprężystą sieci krystalicznej drugiego źródła zmian prędkości pod wpływem naprężenia. To dodatkowe źródło wnosi zmiany prędkości o tym samym znaku niezależnie od kierunku obciążenia (malenie prędkości zarówno przy ściskaniu jak i przy rozciąganiu). Zmiany prędkości wnoszone przez dodatkowe źródło zależą od stopnia odkształcenia plastycznego i wykazują dyspersję. Własności takie mają zmiany prędkości fal ultradźwiękowych wynikające z dyslokacyjnego defektu modułu, polegającego na zmniejszeniu wartości modułu sprężystości spowodowanego obecnością ruchliwych dyslokacji. Jest to to samo zjawisko, o którym była mowa w paragrafie 5.3.

6.2. Dyslokacyjne zmiany prędkości

W kryształach zawierających ruchliwe dyslokacje, obserwuje się mniejszą prędkość fal ultradźwiękowych w porównaniu z prędkością w tych samych kryształach gdy dyslokacje są unieruchomione. Wartość modułu sprężystości w kryształach zawierających ruchliwe dyslokacje jest także mniejsza niż po unieruchomieniu pętli dyslokacyjnych. Wprowadzenie do kryształu ruchliwych dyslokacji powoduje ubytek modułu sprężystości i spadek związanej z tym modułem prędkości fal ultradźwiękowych. Zjawisko zmniejszania się modułu sprężystości w wyniku wprowadzenia ruchliwych dyslokacji znane było w czystych kryształach. W ośrodkach krystalicznych zawierających ruchliwe dyslokacje przy tym samym naprężeniu występuje większe odkształcenie sprężyste niż w przypadku gdy sieć krystaliczna nie zawiera dyslokacji, albo gdy ruch istniejących dyslokacji jest niemożliwy. Obecność dyslokacji powoduje więc zmniejszenie modułu sprężystości. Odkształcenie całkowite ϵ składa się z odkształcenia sprężystego przewidywanego zależnością naprężenie-odkształcenie ϵ_s i odkształcenia dyslokacyjnego ϵ_d :

$$(70) \quad \epsilon = \epsilon_s + \epsilon_d$$

Oczywiście:

$$(71) \quad \epsilon_{(s)kl} = \frac{\sigma_{ij}}{C_{klij}}$$

Odkształcenie spowodowane przez pętlę o długości l w jednostce objętości jest równe $\bar{\xi}l/b$, gdzie: $\bar{\xi}$ - średnie przemieszczenie dyslokacji, zaś b - moduł wektora Burgersa. Średnie przemieszczenie dyslokacji $\bar{\xi}$ jest określone przez:

$$(72) \quad \bar{\xi} = \frac{1}{l} \int_0^l \xi(y) dy$$

gdzie: y - jest współrzędną wzdłuż linii nieodkształconej dyslokacji (patrz rys. 31).

Jeśli A jest całkowitą długością pętli dyslokacyjnych w jednostce objętości to odkształcenie dyslokacyjne będzie:

$$(73) \quad \epsilon_d = \frac{\lambda b}{1} \int_0^1 \xi(y) dy$$

Zmniejszenie modułu sprężystości na skutek obecności dyslokacji przejawia się ubytkiem prędkości fal ultradźwiękowych zgodnie z zależnością (1):

$$(74) \quad \frac{\Delta G}{G} = 2 \frac{\Delta V}{V}$$

Zmniejszeniu wartości modułu sprężystości towarzyszy wzrost dyslokacyjnego tarcia wewnętrznego. Obydwa te zjawiska są opisane przez teorię dyslokacyjnego tarcia wewnętrznego. Najpełniej zweryfikowana teoria Granato-Lücke [71] oparta na strunowym modelu pętli dyslokacyjnej wychodzi z równania ruchu pętli:

$$(75) \quad A \frac{\delta^2 \xi}{\delta t^2} + B \frac{\delta \xi}{\delta t} - C \frac{\delta^2 \xi}{\delta y^2} = b \sigma_0 \sin \omega t$$

w którym ξ - jest współrzędną w kierunku przemieszczenia w płaszczyźnie poślizgu, y - współrzędną w kierunku długości linii, $A = \pi \rho b^2$ - masa jednostki długości linii, B - stała tłumienia ruchu dyslokacji, ρ - gęstość masy, G - moduł sprężystości poprzecznej, b - wektor Burgersa dyslokacji, σ_0 - amplituda przyłożonego naprężenia, ω - częstotliwość kołowa zmian przyłożonego naprężenia. Rozwiązanie równania prowadzi do przytaczanego już w rozdziale 5 wyrażenia na względną zmianę prędkości fal spowodowaną obecnością pętli dyslokacji o długości l (wzór 26):

$$(76) \quad \frac{\Delta V}{V} (1) = \frac{V - V_0}{V_0} (1) = \frac{2 G b^2 \Omega}{\pi^2 A} \Lambda \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega d)^2}$$

gdzie: V_0 - prędkość fal w kryształach nie zawierającym ruchliwych dyslokacji, V - prędkość fal w kryształach z dyslokacjami, Λ - długość linii dyslokacji, $\omega_0 = \pi/1 \sqrt{C/A}$ - częstotliwość rezonansowa pętli, $d = B/A$, Ω - czynnik orientacyjny uwzględniający zależność między naprężeniem w kierunku rozchodzenia się fali i naprężeniami w poszczególnych

układach poślizgu, ω - częstotliwość fali ultradźwiękowej wymuszającej drgania pętli.

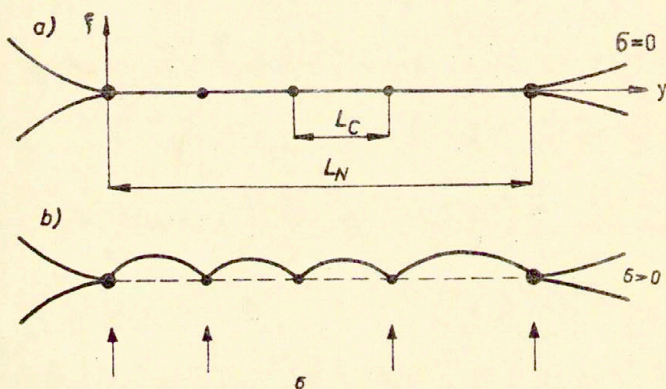
Jeśli uwzględni się rozkład długości pętli dyslokacyjnych to wyrażenie na zmianę prędkości będzie:

$$(77) \quad \frac{\Delta V}{V}(\omega) = \int_0^L \frac{\Delta V}{V} (l) \cdot l \cdot N(l) dl$$

gdzie: $N(l)$ - jest liczba pętli w jednostce objętości o długościach zawartych w przedziale od l do $l+dl$, a całka z $lN(l)$ zastąpiła gęstość dyslokacji Λ w równaniu (76). Dla przypadkowego rozkładu punktów zakotwiczeń otrzymuje się (88):

$$(88) \quad N(l) dl = \frac{\Lambda}{L_c} e^{-l/L_c} dl$$

W wyniku przyłożenia małego naprężenia zewnętrznego pętle wygina się w łuki (patrz rys.31) i średnia długość swobodna pętli zmieni się o $V_0 \delta L_c$. Wpływ przyłożenia naprężenia zewnętrznego do kryształu zawierającego ruchliwe dyslokacje na zmianę tłumienia fal ultradźwiękowych był analizowany w pracy [89].



Rys. 31. Schematyczne przedstawienie linii dyslokacji: a) kryształ bez naprężeń, b) w obecności naprężenia. L_N - długość swobodna linii dyslokacji między węzłami sieci dyslokacyjnej, L_C - długość swobodna linii dyslokacji między atomowymi punktami zakotwiczeń.

Nie badano natomiast zjawiska dyslokacyjnych zmian prędkości pod wpływem naprężenia zewnętrznego. Jeśli przyrost długości δL_c będzie mały w stosunku do L_c to zmiana prędkości fal ultradźwiękowych w wyniku przyłożenia do próbki naprężenia będzie:

$$(79) \quad \sigma \left[\frac{\Delta V}{V}(\omega) \right] = \frac{\sigma}{\delta L} \left[\int_0^{\infty} \frac{\Delta V}{V} (1) \cdot 1 \cdot N(1) \cdot dl \right] \delta L_c =$$

$$= \frac{\Lambda}{L_c^3} \delta L_c \int_0^{\infty} \frac{\Delta V}{V} (1) 1(1/L_c - 2) e^{-1/L_c} dl$$

Wstawiając do (79) wyrażenie (78) z uwzględnieniem związku między przyrostem długości petli i zmianą częstotliwości rezonansowej $dl = \pi(\omega_0)^{-1}(C/A)^{-2}$ na mierzona wartość dyslokacyjnego przyrostu prędkości otrzymamy:

$$(80) \quad \delta \left[\frac{\Delta V}{V}(\omega) \right] = \frac{4G\Omega b^2 \Lambda^2}{\pi^2 L^3 A} \int_0^{\infty} \frac{(\frac{K}{L} - \omega^2) 1(\frac{1}{L} - 2) e^{-1/L_c}}{(\frac{K}{L} - \omega^2)^2 + (\omega d)^2} dl$$

gdzie: $K = \pi^2 C/A$.

Występującym w wyrażeniu (78) długości petli L_c (stan wyjściowy) odpowiada częstotliwość rezonansowa ω_0 , zaś długości petli l (stan po przyłożeniu naprężenia) odpowiada niższa częstotliwość rezonansowa ω_0' .

Ze wzoru (80) widać, że wielkość zmiany prędkości fal ultradźwiękowych związana z obecnością ruchliwych dyslokacji w wyniku przyłożenia naprężenia jest zależna od gęstości dyslokacji, długości swobodnej petli w stanie przed przyłożeniem naprężenia, od przyrostu długości petli w wyniku przyłożonego naprężenia, a także zależy od kierunku rozchodzenia się fal względem kierunków orientacji ziarn w próbce.

6.3. Dyskusja dyslokacyjnego udziału w zmianach prędkości

W odkształconych plastycznie próbkach stalowych na obserwowaną zmianę prędkości fal przy obciążeniu sprężystym składają się przyrosty związane ze zjawiskiem elastoakustycznym sieci badanego materiału i przyrosty wynikające ze zmiany długości pętli dyslokacyjnych:

$$(81) \quad \left\{ \frac{V-V_0}{V_0} \right\}_{\text{całkowita}} = \left\{ \frac{V-V_0}{V_0} \right\}_{\text{sieć}} + \left\{ \frac{V-V_0}{V_0} \right\}_{\text{dyslokacje}}$$

W materiale bez ruchliwych dyslokacji gdy kierunek drgań cząsteczek ośrodka podczas przechodzenia fali jest zgodny z kierunkiem naprężenia, to przy ściskaniu prędkość fal jest większa niż w stanie wyjściowym, a przy rozciąganiu prędkość maleje. Znak pierwszego składnika mierzonych zmian prędkości zależy od kierunku przykładanego naprężenia. Zarówno rozciąganie jak i ściskanie sprężyste próbki zawierającej ruchliwe dyslokacje powoduje przyrost długości pętli, a więc zmniejszenie prędkości. Znak drugiego składnika jest niezależny od znaku przyłożonego naprężenia. Dyslokacyjna zmiana prędkości powiększa elasto-akustyczny ubytek prędkości przy rozciąganiu, a zmniejsza przyrost prędkości przy ściskaniu

Przy odkształceniu plastycznym rośnie gęstość dyslokacji. Badania oparte o technikę zliczania dyslokacyjnych jamek trawienia wskazują na monotoniczny wzrost gęstości dyslokacji ze wzrostem odkształcenia plastycznego [90]. Równocześnie z narastaniem gęstości dyslokacji zmienia się średnia długość swobodna pętli. Zmiana ta może jednak zależeć od odkształcenia plastycznego w sposób bardziej złożony, gdyż gęstość i rozkład atomowych punktów zakotwiczeń zmienia się w czasie na skutek dyfuzji defektów punktowych z materiału do linii dyslokacji i dyfuzji wzdłuż linii dyslokacji. Zależność dyslokacyjnej zmiany prędkości od stopnia odkształcenia plastycznego żelaza, badano za pomocą fal powierzchniowych i opisano w rozdziale 5. Dla fal biegnących w kierunku zgniotu stwierdzono monotoniczne zmiany prędkości w funkcji zgniotu (rys.20). Taki przebieg dyslokacyjnych zmian prędkości fal sugeruje, że wpływ wzrostu

gęstości dyslokacji przeważa nad skutkami malenia średniej długości swobodnej pętli i dla fal biegnących w kierunku walcowania należy oczekiwać narastania dyslokacyjnych zmian prędkości w wyniku przyłożenia naprężenia sprężystego. Dla innych kierunków fal względem kierunku walcowania dla dużych wartości odkształcenia plastycznego możliwy jest inny przebieg zależności.

Za dyslokacyjnym charakterem dodatkowych zmian prędkości przy obciążaniu plastycznie odkształconych próbek stali przemawia też częstotliwościowa zależność zjawiska. Przy ustalonych parametrach sieci dyslokacyjnej, wartość dyslokacyjnej zmiany prędkości początkowo rośnie ze wzrostem częstotliwości w fal przechodzących przez materiał, osiąga maksimum i przy dalszym wzroście częstotliwości maleje. Obserwowany wzrost zmiany prędkości w wyniku przyłożenia naprężenia świadczy o tym, że stosowane częstotliwości odpowiadają wartościom po lewej stronie minimum dyslokacyjnych zmian prędkości. W materiałach nie zawierających ruchliwych dyslokacji zmiany prędkości fal spowodowane przyrostami naprężenia nie są zależne od częstotliwości.

7. POMIARY NAPRĘŻEN WŁASNYCH W JEDNOOSIOWYM STANIE NAPRĘŻENIA

7.1. Pomiar naprężeń w śrubach

7.1.1. Zależności ogólne

O prawidłowości połączeń śrubowych elementów maszyn i urządzeń decydują wartości i rozkład sił łączących. Siły docisku są określone naprężeniami wytworzonymi w śrubach.

Przy montażu, do kontroli siły docisku stosuje się zwykle klucze dynamometryczne, które zapewniają tylko uzyskanie założonych wartości momentu siły dokręcającej. Między wartościami momentu siły dokręcającej i siły docisku w ogólnym przypadku nie ma jednoznacznej zależności (możliwe np. różne wartości siły oporu przy dokręcaniu). Badania wykazują, że za

pomocą kluczy dynamometrycznych nie można osiągnąć założonego naprężenia z dokładnością lepszą niż ±30% [96]. W przypadku elementów szczególnie ważnych, stosuje się kontrole siły docisku przez wyznaczanie wartości naprężenia przenieszonego przez śrubę. Konwencjonalny sposób wyznaczania naprężenia w trzpieniu śruby, opiera się na pomiarze wydłużenia śruby w wyniku dokręcania. Wydłużenie można mierzyć mechanicznie, albo za pomocą tensometrów oporowych. W pierwszym przypadku potrzebny jest dostęp do obydwóch końców śruby lub odpowiednia baza odniesienia, zaś w drugim niezbędny jest dostęp do bocznej powierzchni trzpienia śruby, albo też trzeba wykonywać specjalny otwór wzdłuż osi śruby. Błąd wyznaczania naprężenia w oparciu o pomiar wydłużenia śruby z otworem pomiarowym w wielu przypadkach osiąga jednak wartości znacznie przekraczające dopuszczalne granice niepewności [91].

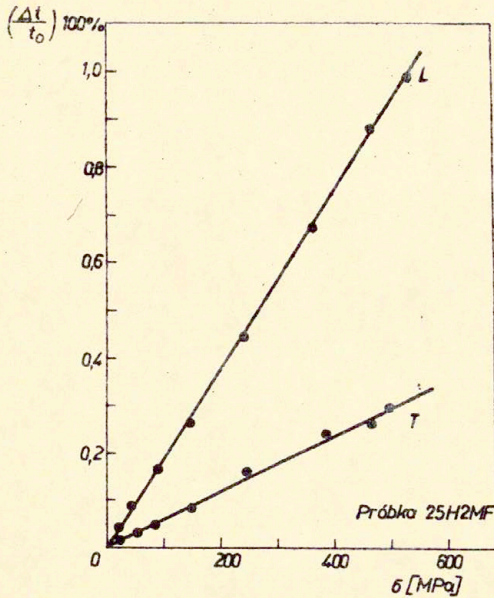
Metoda pozwalająca na bezpośredni pomiar naprężeń w trzpieniu śruby jest metoda ultradźwiękowa. Przyrost naprężenia w śrubie wyznaczyć można na podstawie pomiaru zmiany czasu przejścia fal ultradźwiękowych wzdłuż osi śruby. Zwykle dostępny jest co najmniej jeden koniec śruby i można łatwo uzyskać echo dna śruby. Jeśli zmierzy się czas przejścia przed dokręceniem ($\sigma=0$) i po dokręceniu ($\sigma \neq 0$), to zmiana czasu przejścia fal wzdłuż osi śruby

$$(82) \quad \Delta t = t - t^0$$

jest wprost proporcjonalna do naprężenia i doświadczalnie wyznaczone zależności $\Delta t - \Delta \sigma$ dla śrub danej konstrukcji mogą posłużyć do pomiaru zmian naprężenia podczas dokręcania.

Na rys. 32 pokazano wyniki pomiarów względnych zmian czasu przejścia fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się wzdłuż długości próbki ze stali 25H2MF przy rozciąganiu próbki [89, 90]. Mierzona wartość względnej zmiany czasu przejścia fal ultradźwiękowych jest spowodowana zarówno przyrostem drogi fal na skutek odkształcenia sprężystego jak również zmianą prędkości spowodowaną wpływem naprężenia na prędkość:

$$(83) \quad \frac{\Delta t}{t_0} = \left\{ \frac{\Delta t}{t_0} \right\}_\epsilon + \left\{ \frac{\Delta t}{t_0} \right\}_\sigma$$



Rys. 32. Względne przyrosty czasu przejścia fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się w kierunku naprężenia w funkcji naprężenia rozciągającego. Próbka ze stali 25H2MF.

Zmiana czasu spowodowana wydłużeniem sprężystym może być wyrażona:

$$(84) \quad \left\{ \frac{\Delta t}{t_0} \right\}_\epsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = \epsilon = \frac{1}{E} \sigma$$

gdzie: E - jest modułem sprężystości podłużnej,

$$(85) \quad \left\{ \frac{\Delta t}{t_0} \right\}_\epsilon = \beta_\epsilon \sigma; \quad \beta_\epsilon = \frac{1}{E}$$

Zmiana czasu spowodowana obecnością naprężenia będzie:

$$(86) \quad \left\{ \frac{\Delta t}{t_0} \right\}_\sigma = \beta_\sigma \sigma$$

Całkowita, mierzona zmiana czasu wyraża się wzorem:

$$(87) \quad \frac{\Delta t}{t_0} = (\beta_\epsilon + \beta_\sigma) \sigma$$

Zależność (87) obowiązuje w przypadku, gdy fale ultradźwiękowe przebywają całą drogę w ośrodku znajdującym się w stanie naprężonym. Przy próbie rozciągania, jak zresztą i w przypadku śrub w rzeczywistych połączeniach ma miejsce pewien rozkład naprężeń wzdłuż długości śruby i rejestrowana wartość $\Delta t/t_0$ jest miarą średniego naprężenia σ_{sr} wzdłuż drogi fal. Naprężenie w trzpieniu śruby będzie:

$$(88) \quad \sigma_0 = k \sigma_{sr}$$

Współczynnik k , będzie oczywiście większy od jedności. Dla śruby lub próbki w próbie rozciągania wyrażenie (87) można zapisać:

$$(89) \quad \frac{\Delta t}{t_0} = (\beta_\sigma + \beta_\epsilon) \frac{\sigma_0}{k}$$

stąd:

$$(90) \quad \sigma_0 = \frac{k}{\beta_\sigma + \beta_\epsilon} \frac{\Delta t}{t_0}$$

Dla wyznaczenia wartości naprężenia w śrubie według zależności (90) trzeba zmierzyć wartość $\Delta t/t_0 = (t - t_0)/t_0$, znać wartości $\beta_\sigma + \beta_\epsilon$ dla danego materiału, oraz wartość k dla danej konstrukcji śruby. Wartości t_0 i t powinny być zmierzone w tej samej temperaturze. Jeśli warunek ten nie był spełniony, należy wprowadzić poprawkę uwzględniającą wpływ temperatury na wartość czasu przejścia fal ultradźwiękowych.

7.1.2. Wyznaczanie wartości β i k

Wartość współczynnika proporcjonalności między zmianą czasu przejścia fal ultradźwiękowych i naprężeniem $\beta = \beta_\sigma + \beta_\epsilon$ nie może być wyliczona ze wzoru (89) bez znajomości współczynnika k próbki, dla której wyznaczono krzywą $\sigma - \Delta t/t_0$. Dla wyznaczenia współczynnika k , można skorzystać z pomiarów

zależności naprężenie - zmiana czasu przejścia, wykonanych na dwóch próbkach z tego samego materiału różniących się długością całkowitą i długością części gładkiej między nakrętkami.

Wprowadźmy oznaczenia:

| Wielkość | Próbka 1 | Próbka 2 | Uwagi |
|---|-----------|-----------|-------------------------|
| Całkowita długość | l_1 | l_2 | |
| Długość części gładkiej | l_{o_1} | l_{o_2} | |
| Średnica części " | d_{o_1} | d_{o_2} | $d_{o_1} = d_{o_2}$ |
| Średnica gwintu | d_1 | d_2 | $d_1 = d_2$ |
| Wysokość nakrętki | w_1 | w_2 | $w_1 = w_2$ |
| Długość części gwintowanej zawartej między nakrętkami | l_{g_1} | l_{g_2} | $l_{g_1} = l_{g_2} = 0$ |

Próbkę obciąża się kolejno taką samą wartością siły uzyskując jednakowe wartości naprężeń σ_o w części gładkiej i mierzy się wartości względnych zmian czasu przejścia fal ultradźwiękowych przez całą długość śruby $(\Delta t/t_o)_1$ i $(\Delta t/t_o)_2$. Ze względu na identyczność nakrętek rozkłady naprężeń na odcinkach długości śruby zawartych w nakrętkach będą w obydwóch przypadkach takie same. Wartość współczynnika k można wyrazić ilorazem:

$$(91) \quad k = \frac{1}{l_o + a}$$

gdzie: a - jest stałą jednakową dla obydwóch śrub.

Napiszemy wyrażenia na wartość σ_o dla tych śrub (90):

$$(92) \quad \sigma_o = \frac{l_1}{(a + l_{o_1})(\beta_{\sigma} + \beta_{\epsilon})} (\Delta t/t_o)_1$$

$$(93) \quad \sigma_o = \frac{l_2}{(a + l_{o_2})(\beta_{\sigma} + \beta_{\epsilon})} (\Delta t/t_o)_2$$

Ze wzoru (92) wyliczamy stałą "a":

$$(94) \quad a = \frac{l_1 (\Delta t/t_o)_1 - \sigma_o l_{o_1} (\beta_{\sigma} + \beta_{\epsilon})}{\sigma_o (\beta_{\sigma} + \beta_{\epsilon})}$$

Wstawiając wyliczoną wartość "a" do drugiego równania otrzymamy wartość współczynnika $(\beta_o + \beta_e)$:

$$(95) \quad \beta = \beta_o + \beta_e = \frac{l_1(\Delta t/t_o)_1 - l_2(\Delta t/t_o)_2}{\delta_o(l_{o1} - l_{o2})}$$

Korzystając z wyrażenia (95) można wyliczyć wartość współczynnika elastoakustycznego materiału. Znając wartość tego współczynnika można według wzoru (90) wyliczyć wartość współczynnika k dla śrub o różnej konstrukcji wykonanych z tego samego materiału. Dla wyznaczenia wartości $\beta = \beta_o + \beta_e$ dla stali 25H2MF przygotowano dwie próbki o wymiarach $l_1 = l_2 = 180$; $l_{o1} = 145$ mm; $l_{o2} = 77$ mm; $d_{o1} = d_{o2} = 16$ mm; $d_{p1} = d_{p2} = 14,7$ mm; $h_1 = h_2 = 16$ mm; $l_{g1} = l_{g2} = 4$ mm. Obie śruby poddano rozciąganiu do uzyskania naprężenia 447,8 MPa. Zmierzone wartości względnych zmian czasów przejścia dla fal podłużnych $(\Delta t/t_o)^L$ i poprzecznych $(\Delta t/t_o)^T$ wynosiły:

$$(\Delta t/t_o)_1^L = 0,905 \cdot 10^{-2}; \quad (\Delta t/t_o)_1^T = 0,351 \cdot 10^{-2};$$

$$(\Delta t/t_o)_2^L = 0,520 \cdot 10^{-2}; \quad (\Delta t/t_o)_2^T = 0,282 \cdot 10^{-2};$$

Wyliczone według wzoru (94) współczynniki elastoakustyczne mają wartość:

$$\text{fale podłużne} \quad \beta^L = \beta_o^L + \beta_e^L = 2,23 \cdot 10^{-5} \text{MPa}^{-1}$$

$$\text{fale poprzeczne} \quad \beta^T = \beta_o^T + \beta_e^T = 0,45 \cdot 10^{-5} \text{MPa}^{-1}$$

Wstawiając wartości β^T do wzoru (89) otrzymamy wartość współczynników kształtu k dla obydwóch próbek:

Próbka nr.1

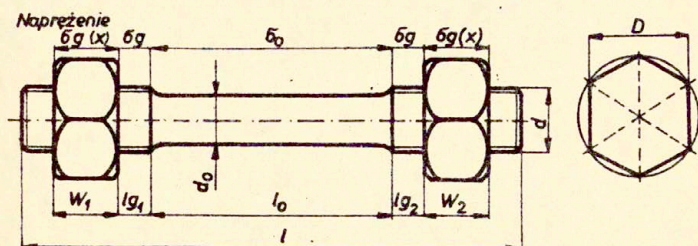
$$k = \frac{\sigma_o \cdot \beta^L}{(\Delta t/t_o)^L} = 1,10; \quad a = 18,8$$

Próbka nr.2

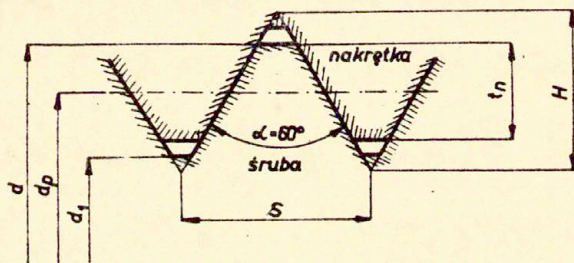
$$k = \frac{\sigma_o \cdot \beta^L}{(\Delta t/t_o)^L} = 1,92; \quad a = 18,8$$

7.1.3. Obliczanie wartości współczynnika kształtu

Dla wyliczenia współczynnika kształtu śruby k należy znać rozkład naprężeń wzdłuż śruby. W części gładkiej l_0 naprężenie jest stałe i wynosi $\sigma_0 = 4P/\pi d_0^2$, w częściach gwintowanych lg_1 i lg_2 znajdujących się między nakrętkami naprężenie ma także stałą wartość $\sigma_g = 4P/\pi d_p^2$, gdzie P - jest siła rozciągająca, d_0 - średnica części gładkiej, d_p - średnica (średnia) części gwintowanej (rys. 33 i 34).



Rys. 33. Oznaczenia wymiarów śruby wykorzystywane w wyrażeniu na współczynnik kształtu.



Rys. 34. Profil gwintu metrycznego.

Naprężenia w części gwintowanej i w części gładkiej są związane z zależnością:

$$(96) \quad \sigma_g = \frac{d_0^2}{d_p^2} \sigma_0$$

Na odcinkach w części gwintowanej w_1 i w_2 znajdujących się w nakrętkach wartość siły P , a więc i naprężenie zależy od odległości wzdłuż osi śruby x . Wychodząc z warunku równości odkształceń gwintu w śrubie i w nakrętce [91] można wyliczyć rozkład siły osiowej wzdłuż wysokości nakrętki $g(x)$:

$$(97) \quad q(x) = \frac{Pm \cos h(mx)}{\sin h(mw)}$$

gdzie: P - jest siłą rozciągającą, w - długością nakrętki, zaś m - współczynnikiem zależnym od wartości modułów sprężystości materiałów trzpienia i nakrętki oraz parametrów geometrycznych gwintu:

$$(98) \quad m = \frac{Q}{S}$$

gdzie: S - jest skokiem gwintu, zaś Q - wyraża się zależnością:

$$(99) \quad Q = \sqrt{\frac{\frac{1}{E_1 F_1} + \frac{1}{E_2 F_2}}{\frac{\lambda_1}{E_1} + \frac{\lambda_2}{E_2}}} \cdot f$$

W wyrażeniu tym: E_1 i E_2 - to wartość modułów sprężystości podłużnej materiału trzpienia i nakrętki, F_1 i F_2 - powierzchnie przekroju poprzecznego części gwintowanej trzpienia i nakrętki,

$$(100) \quad f = \pi \frac{d^2 - d_1^2}{4} = \pi d_p t' n$$

jest powierzchnią pierścienia zwoju (d - zewnętrzna średnica gwintu, d_1 - wewnętrzna średnica gwintu, d_p - średnia średnica gwintu, $t'n$ - robocza głębokość gwintu, to jest głębokość na jaką zachodzą na siebie nitki gwintu trzpienia i nakrętki). Współczynniki λ_1 i λ_2 dane są przez wyrażenia:

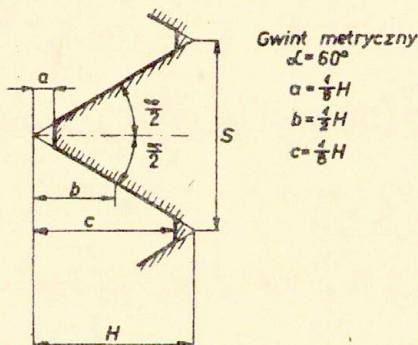
$$(101) \quad \lambda_1 = \omega + \frac{d_1 \ln(1 + \mu_1)}{2s^2} \operatorname{tg}^2(\alpha/2)$$

$$(102) \quad \lambda_2 = \omega + \frac{d \ln}{2s^2} \left\{ \mu_2 + \frac{D^2 + d^2}{D^2 + d^2} \right\} \operatorname{tg}^2(\alpha/2)$$

W wyrażeniach na współczynniki λ_1 i λ_2 poszczególne litery oznaczają: ω - współczynnik bezwymiarowy uwzględniający wpływ odkształcenia ścinania i zginania na podatność zwojów gwintu. Współczynnik ω jest współczynnikiem proporcjonalności między sumą odkształceń gwintu w kierunku pionowym na skutek ugięcia zwoju gwintu i na skutek poprzecznego przemieszczenia podstawy gwintu [91], a wyrażeniem Ps/E , gdzie P jest ciśnieniem normalnym do powierzchni gwintu, s - skokiem gwintu, E - modułem sprężystości podłużnej.

$$(103) \quad \ln \frac{c}{b} \left(a^2 + a^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha}{2} + 2ab \right) \frac{c-b}{cb} - \frac{a^2 b (1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha}{2})}{2} \frac{c^2 - b^2}{c^2 b^2} \left[+ \frac{z(1+\mu)}{\operatorname{stg} \frac{\alpha}{2}} (c - b - a \ln \frac{c}{b}) \right]$$

Wartość "z" przyjmuje się taką samą jak dla pręta przyrządkowego $z = \frac{b}{5}$.



Rys. 35. Wielkości występujące we wzorze (103).

Dla gwintu metrycznego o pełnej wysokości trójkąta rzeźby H, $\alpha=60^\circ$, $a=1/8H$, $b=1/2H$, $c=7/8H$, $s=2\text{tg}(\alpha/2)H=1,166H$. Przyjmując $z=6/S$ i $\mu=0,3$ (rys. 34) otrzymamy $\omega=0,84$.

d_1 - średnica wewnętrzna części gwintowanej trzpienia,

d - średnica zewnętrzna gwintu,

d_3 - średnica otworu osiowego w trzpieniu,

D - średnica nakrętki okrągłej równa rozmiarowi nakrętki pod klucz,

μ_1, μ_2 - współczynniki Poissona materiałów trzpienia i nakrętki,

α - kąt rzeźby gwintu.

Dla znalezienia rozkładu siły $P(x)$ należy obliczyć całkę z intensywności rozkładu siły osiowej $q(x)$:

$$(104) \quad P(x) = \int_0^x \frac{P_m \cos h(m\omega)}{\sin h(m\omega)} dx = \frac{P}{\sin \omega} \int_0^x \cos h(m\omega) dx = \frac{P \sin h(m\omega)}{\sin h(m\omega)}$$

stąd:

$$(105) \quad \sigma_g(x) = \frac{4P(x)}{\pi d_2^2} = \sigma_g \frac{\sin h(m\omega)}{\sin h(m\omega)}$$

Zależność między średnim naprężeniem trzpienia σ_{sr} i naprężeniem w części gładkiej obliczymy przez podzielenie pola pod wykresem przedstawiającym rozkład naprężenia wzdłuż osi trzpienia przez całkowitą długość trzpienia l .

$$(106) \quad \sigma_{sr} l = \int_0^{w_1} \sigma_g(x) dx + \sigma_g l g_1 + \sigma_o l o + \sigma_g l g_2 + \int_0^{w_2} \sigma_g(x) dx$$

Pole powierzchni pod krzywą $\sigma_g(x)$ na długości nakrętki w jest:

$$(107) \int_0^w \sigma_g(x) dx = \int_0^w \frac{\sigma_g \sin h(mx)}{\sin h(mw)} = \frac{\sigma_g}{\sin h(mw)} \frac{1}{m} (\cos h(mw) - 1) =$$

$$= (\sigma_g/m) \operatorname{tg} h(mw/2)$$

Zależność (106) można więc zapisać:

$$(108) \sigma_{sr} = (\sigma_g/m) \operatorname{tg} h(mw_1/2) + \sigma_g \operatorname{lg}_1 + \sigma_l + \sigma_g \operatorname{lg}_2 + (\sigma_g/m) \operatorname{tg} h(mw_2/2)$$

Uwzględniając zależność między naprężeniem w części gładkiej σ_0 i gwintowanej znajdującej się między nakrętkami σ_g otrzymamy:

$$(109) \sigma_0 = \frac{1}{d_o/d_p} \left[\frac{1}{m} (\operatorname{tg} h(mw_1/2) + \operatorname{tg} h(mw_2/2) + (\operatorname{lg}_1 + \operatorname{lg}_2)) \right] + l_o \sigma_{sr}$$

$$(110) k = \frac{1}{(d_o/d_p)^2 \left[\frac{1}{m} (\operatorname{tg} h(mw_1/2) + \operatorname{tg} h(mw_2/2) + (\operatorname{lg}_1 + \operatorname{lg}_2)) \right] + l_o}$$

Porównanie wyznaczonych doświadczalnie wartości współczynnika kształtu k wyliczonymi według wzoru (109), wskazuje na dobrą zgodność tych dwóch sposobów wyznaczania wartości współczynnika kształtu:

| | | | |
|-----------------|-----------------------|-----------|--|
| <u>Sruba 1:</u> | l | = 180 mm | $l/l_o = 1,24$ |
| | l_o | = 145 mm | k - wyznaczone doświadczalnie = 1,10 |
| | d_o | = 16,0 mm | k - wyliczone = 1,115 |
| | d_p | = 14,7 mm | |
| | $w_1 = w_2$ | = 16,0 mm | |
| | lg_1 | = 4,0 mm | |
| | lg_2 | = 0 | |
| | s | = 2,0 mm | |

| | | | |
|-----------------|-------|-----------|--|
| <u>Sruba 2:</u> | l | = 180 mm | $l/l_o = 2,33$ |
| | l_o | = 77,0 mm | k - wyznaczone doświadczalnie = 1,92 |
| | d_o | = 16,0 mm | k - wyliczone = 1,926 |

$$\begin{aligned}w_1 = w_2 &= 16,0 \text{ mm} \\lg_1 &= 4,0 \text{ mm} \\lg_2 &= 0 \\s &= 2,0 \text{ mm}\end{aligned}$$

7.1.4. Wykorzystanie różnicy $(\Delta t/\tau_0)^L - (\Delta t/\tau_0)^T$

Współczynnik β_ϵ opisuje zmiany czasu przejścia fal spowodowane wydłużeniem śruby i dla zakresu odkształceń sprężystych jego wartość jest równa odwrotności modułu sprężystości podłużnej E. Przyjmując dla stali 25SH2MF=220000MPa otrzymamy $\beta_\epsilon = 1/E = 0,45 \cdot 10^{-5}$ MPa, a więc wartość bardzo bliska wartości β_T . Przy tej wartości β_ϵ będzie $\beta_\sigma^L = \beta_\sigma^L - \beta_\epsilon = -1,77 \cdot 10^{-5}$ MPa i $\beta_\sigma^T = 0,01 \cdot 10^{-5}$ MPa.

Wartość β_ϵ^T jest więc bliska zera i praktycznie za całą obserwowaną zmianę czasu przejścia fal poprzecznych wzdłuż osi rozciąganej próbki odpowiedzialne jest wydłużenie materiału. Własności te można wykorzystać praktycznie.

Rozpatrzmy różnice między względną zmianą czasu przejścia fal podłużnych i poprzecznych przez taką samą drogę w śrubie:

$$(111) \quad \Delta(\Delta t/\tau_0)^{L-T} = (\Delta t/\tau_0)^L - (\Delta t/\tau_0)^T$$

Wykorzystując wzór (89) otrzymamy:

$$(112) \quad \Delta(\Delta t/\tau_0)^{L-T} = (\beta_\sigma^L - \beta_\sigma^T) \sigma_0 / k$$

Uwzględniając, że $\beta_\sigma^L \gg \beta_\sigma^T$ i pomijając we wzorze (112) β_σ^T wyrażenie na różnicę zmian czasów przejścia fal L i T będzie:

$$(113) \quad \Delta(\Delta t/\tau_0) = \beta_\sigma^L (\sigma_0 / k)$$

a więc:

$$(114) \quad \sigma_0 = \Delta(\Delta t/\tau_0)^{L-T} (k/\beta_\sigma^L)$$

Zależność (114) może być wykorzystywana do pomiarów naprężenia w śrubach bez potrzeby znajomości β_ϵ .

Dla wyznaczenia naprężenia σ_0 według wzoru (114) należy zmierzyć względną zmianę czasu przejścia fal podłużnych $(\Delta t/t_0)^L$ i fal poprzecznych $(\Delta t/t_0)^T$, w wyniku dokręcania śruby, wartość współczynnika k musi być wyznaczona lub wyliczona dla danego typu śruby i połączenia, a wartość β_σ^L musi być wyznaczona dla danego materiału.

7.1.5. Wykorzystanie wartości stosunku $(\Delta t/t_0)^L/(\Delta t/t_0)^T$

Uwzględniając, że β_σ^T jest małe zarówno w porównaniu z β_σ^L jak i β_ϵ , stosunek wartości zmian czasów przejścia fal podłużnych i poprzecznych będzie:

$$(115) \quad \frac{(\Delta t/t_0)^L}{(\Delta t/t_0)^T} = \frac{\beta_\sigma^L + \beta_\epsilon}{\beta_\sigma^T + \beta_\epsilon} = 1 + (\beta_\sigma^L/\beta_\epsilon)$$

W obszarze sprężystym $\beta_\sigma^L > \beta_\epsilon$ zaś w obszarze odkształceń plastycznych $\beta_\epsilon > \beta_\sigma^L$. Można więc oszacować wartość stosunku (115) i znaleźć kryterium, pozwalające ocenić w jakim obszarze odkształceń znajduje się materiał badanej śruby.

Obszar sprężysty ($\beta_\sigma^L > \beta_\epsilon$).

$$(116) \quad \frac{(\Delta t/t_0)^L}{(\Delta t/t_0)^T} > 2$$

Obszar plastyczny ($\beta_\epsilon > \beta_\sigma^L$)

$$(117) \quad \frac{\Delta t/t_0}{\Delta t/t_0} < 1$$

7.1.6. Wykorzystanie wartości stosunku $t_{\sigma}^T/t_{\sigma}^L$

Opisane dotychczas sposoby wykorzystania efektu elastoakustycznego do pomiarów naprężeń w śrubach wymagały dokonywania pomiarów czasów przejścia fal ultradźwiękowych zarówno przed sprężeniem śruby ($\sigma_0=0$) jak i po sprężeniu ($\sigma_0>0$).

W niektórych przypadkach interesująca jest możliwość pomiarów wartości naprężenia w śrubach dokręconych, dla których nie są znane wartości czasu przejścia fal przed sprężeniem. Gdyby znane były z dużą dokładnością (przynajmniej $\pm 0,001\text{mm}$) długości poszczególnych śrub, można by przyjąć, że wartość t_0 jest równa l/V , gdzie: l - długość trzpienia, zaś V - znana dla danego materiału wartość prędkości fal ultradźwiękowych. Jednakże rozrzut wartości długości śrub w ramach tego samego typoszeregu jest znaczny i błędy wynikające z założenia takiej samej długości początkowej wszystkich kontrolowanych śrub uniemożliwiają stosowanie metody elasto-akustycznej bez pomiarów t_0 przed sprężeniem śruby. W takich przypadkach pozytywne wyniki daje wykorzystanie wartości stosunku czasu przejścia fal poprzecznych do czasu przejścia fal podłużnych (lub odwrotnie) wyznaczonego na śrubie już naprężonej.

Możliwość taką zasygnalizowano w pracy [93]. Wychodząc ze wzoru [90] otrzymamy na czas przejścia fal podłużnych i poprzecznych w śrubie naprężonej wyrażenia:

$$(118) \quad t_{\sigma}^L = t_{\sigma}^L + \Delta t_{\sigma}^L = t_0^L (1 + \beta_{\sigma}^L / K)$$

$$(119) \quad t_{\sigma}^T = t_0^T + \Delta t_{\sigma}^T = t_0^T (1 + \beta_{\sigma}^T / K)$$

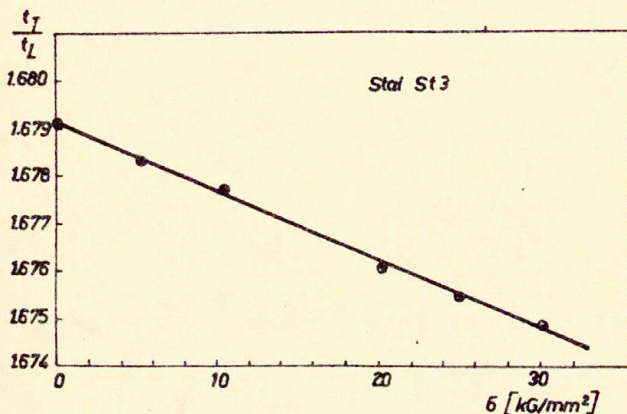
$$\text{gdzie: } \beta_{\sigma}^L = \beta_{\sigma}^L + \beta_{\epsilon}; \quad \beta_{\sigma}^T = \beta_{\sigma}^T + \beta_{\epsilon}$$

$$\text{Oznaczając tu: } t_{\sigma}^T/t_{\sigma}^L = m \text{ i } t_{\sigma}^T/t_{\sigma}^L = p.$$

otrzymamy:

$$(120) \quad \sigma_0 = \frac{m - p}{\beta^L p - \beta^T m} K$$

Wzór (120) pozwala na wyznaczenie naprężenia σ_0 w śrubach bez potrzeby dokonywania dodatkowych pomiarów t_0^L i t_0^T . Przykład zależności między naprężeniem σ_0 i stosunkiem czasów przejścia fal poprzecznych i podłużnych t^T/t^L pokazuje rys. 36. Przedstawioną tu metodykę pomiarów naprężeń w śrubach wykorzystano do oceny jakości połączeń śrubowych korpusów generatorów turbin parowych w elektrowniach [94, 95].



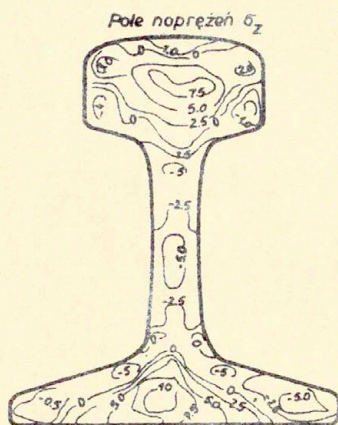
Rys. 36. Zmiany stosunku czasu przejścia fal poprzecznych do czasu przejścia fal podłużnych przez długość próbki w funkcji naprężenia rozciągającego. Dane dla stali St3.

Pojawiały się doniesienia o ultradźwiękowych wskaźnikach przyrostu naprężenia przy dokręcaniu śrub [96, 97]. Ostatnio na opisaną tu możliwość wykorzystania fal podłużnych i poprzecznych do pomiaru naprężeń w śrubach zwrócono uwagę w pracy [98].

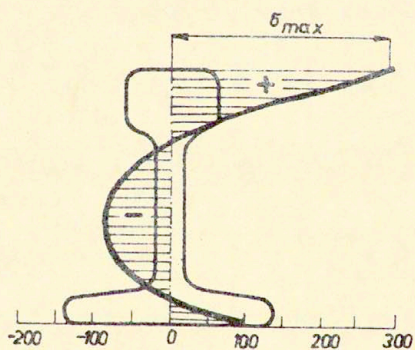
7.2. Pomiar i użytkownych naprężeń własnych w szynach

7.2.1. Naprężenia własne w szynach

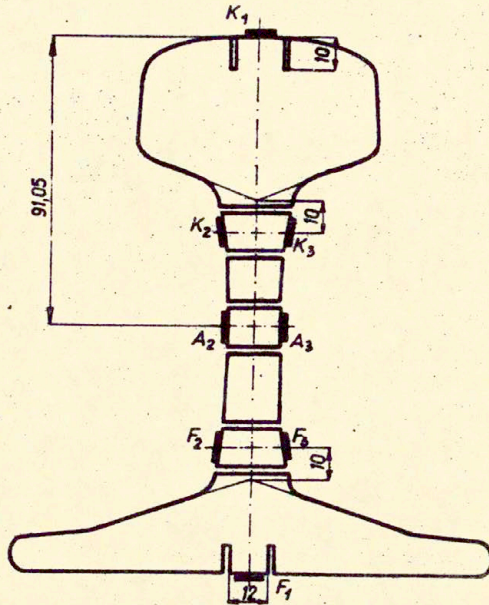
Podłużne naprężenia własne w szynach powstają w wyniku cieplnej i mechanicznej obróbki szyn, a głównie w wyniku końcowego zabiegu prostowania na zimno na prostownicy rolkowej, podczas którego wprowadzane są lokalne odkształcenia plastyczne. Rozkład naprężeń własnych w przekroju szyn kolejowych jest złożony. Występują zarówno naprężenia podłużne jak i poprzeczne. Na rys.37 pokazano typowe przebiegi linii łączących punkty o jednakowych wartościach podłużnych naprężeń własnych w przekroju szyny prostowanej. Na rys.38 przedstawiono przebieg zmian uśrednionej wartości naprężenia podłużnego wzdłuż osi pionowej szyny. W główce i stopce występują naprężenia rozciągające. Osiągają one największą wartość na powierzchni. Naprężenia takie są niekorzystne, gdyż sprzyjają powstawaniu i rozwojowi pęknięć zmęczeniowych. Szczególnie niebezpieczne są naprężenia rozciągające w stopce szyny, gdyż dodają się one do rozciągających naprężeń eksploatacyjnych. Podłużne naprężenia rozciągające o takim przebiegu mogą powodować podłużne pęknięcia szyn w szyjce. Pęknięcia takie polegające na oderwaniu główki od stopki, mają zwykle długość kilku metrów i prowadzą do poważnych katastrof kolejowych. Przepisy odbiorcze szyn określają wartości dopuszczalnych naprężeń własnych. Laboratoryjne pomiary naprężeń własnych prowadzone były metodami niszczącymi przez pomiar odkształcenia w wyniku usunięcia części materiału. Na rys.39 pokazano rozmieszczenie tensometrów i sposób podziału szyny przy wyznaczaniu naprężeń własnych na powierzchni. Dla wyznaczenia naprężeń własnych w objętości szyny, odcinek szyny tnie się na podłużne pręty i mierzy się zmianę długości prętów w wyniku uwolnienia naprężeń. Technologiczny sposób oceny naprężeń polega na pomiarze zmiany rozstępu między główką i stopką w wyniku rozcięcia szyjki na długości 400 mm (rys.40). Niszczące metody są kosztowne. Cięcie szyn jest bardzo pracochłonne. Traci się wiele materiału. Zużywają się narzędzia.



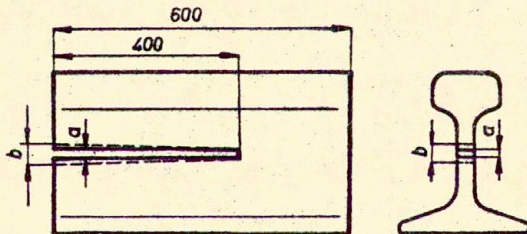
Rys. 37. Typowy rozkład podłużnych naprężeń własnych w przekroju szyny hartowanej. Według [108].



Rys. 36. Typowy rozkład średnich podłużnych naprężeń własnych w przekroju szyny prostowanej [101].



Rys.39. Sposób rozmieszczenia tensometrów i cięcia szyny przy wyznaczaniu naprężeń własnych wg metody zalecanej przez UIC-ORE D156 (Office for Research and Experiments).



Rys.40. Sposób cięcia szyny przy ocenie naprężeń własnych [108].

Metodę opisaną w rozdziale 5 wykorzystano w zbudowanym przyrządzie przeznaczonym do szybkich, nieniszczących pomiarów podłużnych naprężeń własnych w szynach kolejowych [99, 100]. Jest to pierwszy przyrząd do ultradźwiękowych pomiarów naprężeń własnych.

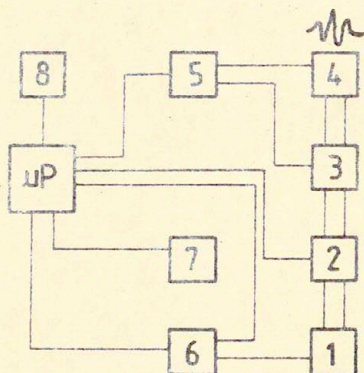
7.2.2. Konstrukcja przyrządu

Schemat blokowy miernika przedstawiono na rys. 41. Zespół głowic ultradźwiękowych i sprzęganych z badaną szyną zawiera 6 głowic skośnych na podpowierzchniowe fale podłużne i poprzeczne oraz dwa czujniki temperatury. Układ głowic w zespole pokazano schematycznie na rys. 42. Głowica nadawcza N_L generuje impulsy fal podłużnych, które po przejściu przez klin z tworzywa sztucznego przy załamaniu wytwarzają w badanym materiale podpowierzchniowe fale podłużne (gdy kąt padania jest równy pierwszemu kątowi krytycznemu) lub poprzeczne (gdy kąt padania jest równy drugiemu kątowi krytycznemu). Przejście impulsów ultradźwiękowych jest rejestrowane kolejno przez pary głowic odbiorczych oddzielnych dla fal podłużnych (O_1^L i O_2^L) i poprzecznych (O_1^T i O_2^T). Pomiar czasu przejścia na drodze między głowicami odbiorczymi dokonuje się metodą różnicową, to znaczy mierzy się czas przejścia od momentu nadania impulsu do odebrania przez odbiornik dalszy i od otrzymanej wartości odejmuje się czas przejścia od momentu nadania do momentu odbioru przez głowicę odbiorczą bliższą nadajnika. Sposób ten w znacznym stopniu obniża wpływ stanu powierzchni na wynik pomiaru. Głowice są kolejno przełączane układem komutacji głowic 2. Połączone są one z elektronicznym aparatem zawierającym układ nadawczo odbiorczy 3, układ wizualizacji impulsów ultradźwiękowych 4, układ synchronizacji 5, układ kompensacji temperatury 6, zespół pomiaru czasu 7 i układ mikroprocesora.

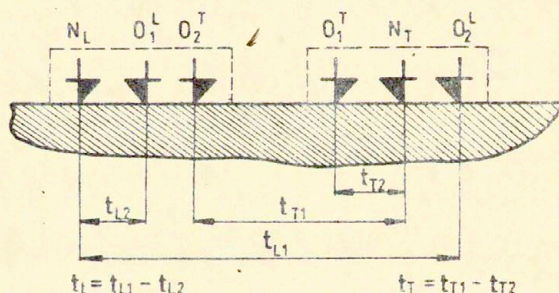
Skalowanie przyrządu polega na wyznaczeniu i wprowadzeniu do pamięci wartości stałej elastoakustycznej β_L , czasów przejścia fal podłużnych t_L^w i poprzecznych t_T^w w materiale wzorca bez naprężeń oraz współczynnika temperaturowych zmian

prędkości fal.

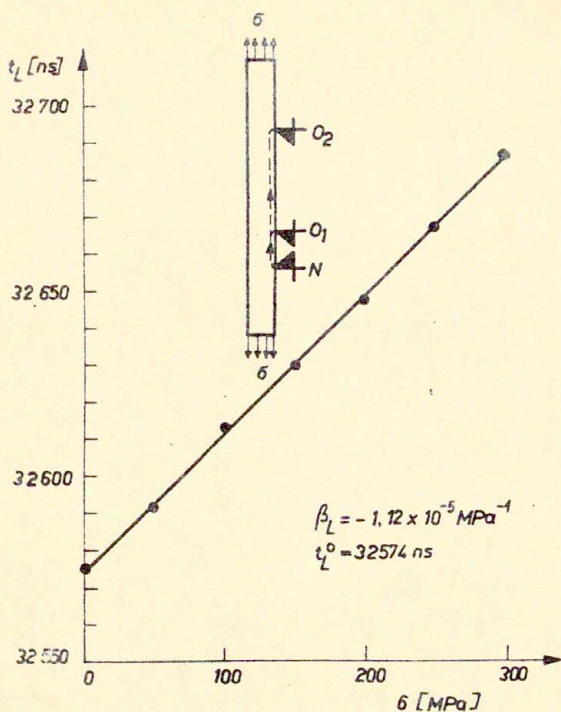
Na rys.43 pokazano zależność czasu przejścia fal podłużnych między głowicami odbiorczymi O_2 i O_1 od naprężenia dla stali 90PA. Jest to zależność wykorzystywana do skalowania ultradźwiękowego miernika naprężeń. Wartość stałej elastoakustycznej dla tego materiału wynosi $\beta_L = -1.12 \cdot 10^{-5} \text{MPa}^{-1}$. Współczynnik korelacji 0,9995.



Rys. 41. Schemat blokowy ultradźwiękowego miernika naprężeń własnych. 1-zespół głowic ultradźwiękowych i czujniki temperatury, 2-układ komutacji głowic, 3-układ nadawczo-odbiorczy, 4-układ wizualizacji, 5-układ synchronizacji, 6-układ kompensacji temperatury, 7-zespół pomiaru czasu, 8-wskaźnik, μP -układ liczący.

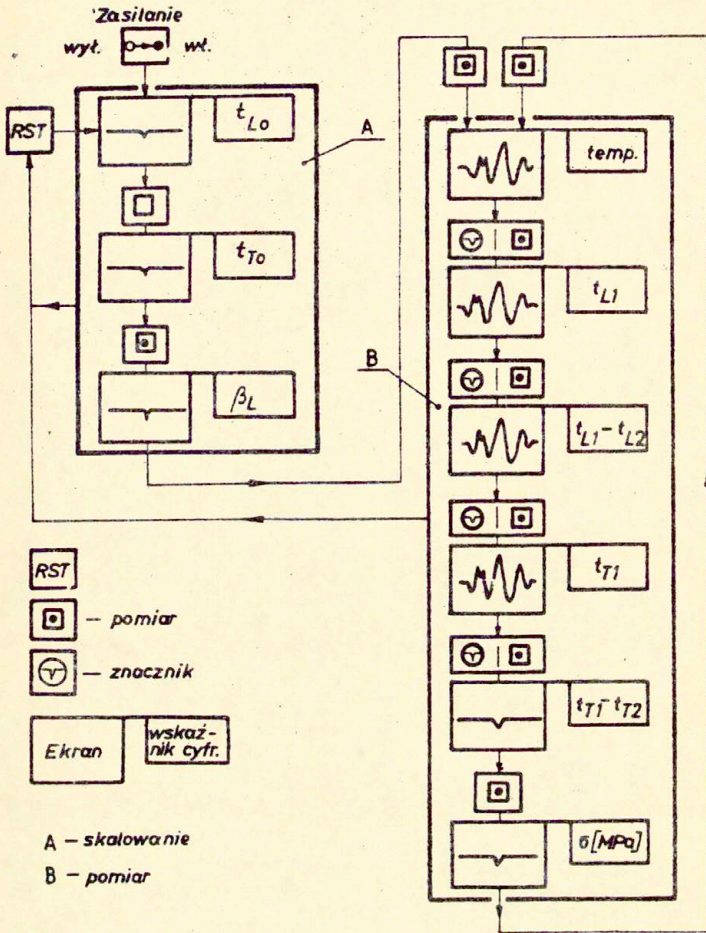


Rys. 42. Rozmieszczenie poszczególnych głowic w zespolonej głowicy ultradźwiękowego miernika naprężeń.



Rys.43. Charakterystyka akustospężysta stali 90PA dla fal podłużnych rozchodzących się w kierunku naprężenia.

Typowa procedura pomiaru naprężenia składa się z sześciu sekwencji. Przedstawione są one schematycznie na rys.44. Sekwencję pierwszą stanowi pomiar temperatury. Cztery dalsze sekwencje obejmują pomiary czasu przejścia fal podłużnych i poprzecznych, a sekwencję szóstą stanowią obliczenia naprężenia w układzie mikroprocesora. Pomiaru czasu dokonuje się przez ręczne naprowadzenie znacznika czasu na wybrany fragment zobrażenia odebranego impulsu ultradźwiękowego na ekranie lampy oscyloskopowej. Zmierzone wartości czasów przejścia są wprowadzane do pamięci, a temperaturowa poprawka jest



Rys. 44. Procedura pomiaru w ultradźwiękowym mierniku naprężenia.

uwzględniana samoczynnie. Obliczenie wartości naprężenia podłużnego dokonywane jest według algorytmu (121), który otrzymuje się z zależności (69).

$$(121) \quad \sigma = \frac{1}{\beta_L t_L^\sigma} \left[t_L^W + 0.4 \frac{t_L^3}{t_T^3} (t_T - t_T^W) - t_L^\sigma \right]$$

We wzorze (121) wszystkie czasy przejścia fal są odniesione do temperatury 20°C. Człon stanowiący poprawkę strukturalną odpowiada warunkowi stałości modułu objętościowego.

7.2.3. Wyniki pomiarów

Opisany miernik jest od roku 1984 eksploatowany w Hucie Katowice. W testach sprawdzających pozytywnie oceniono zgodności wskazań uzyskanych za pomocą ultradźwiękowego miernika naprężeń i metodami niszczącymi, powtarzalność wyników przy zmiennych warunkach sprzężenia akustycznego, prawidłowość wskazań przy zmianach temperatury i odstępstwach od założonego składu chemicznego stali [101, 102, 103].

W tablicy 13 i 14 zestawiono wyniki pomiarów metodą ultradźwiękową i niszcząca wartości naprężeń własnych w szynach produkowanych w Hucie Katowice i w szynach Koncernu Thyssen Stahl AG.

Możliwość szybkiego pomiaru wartości naprężeń własnych metodą nieniszcząca zdecydowała o efektywnym zastosowaniu miernika przy doborze położenia rolek prostownicy szyn. Dotychczas dla oceny prawidłowości nastawienia rolek trzeba było wykonywać pracochłonne badania niszczące. W tablicy 15 podano wyniki pomiarów naprężeń własnych w gióвке i w stopce szyn prostownych w Zakładach Thyssen Stahl AG przy różnych nastawach rolek prostownicy. Szyna II przechodziła dwa razy przez prostownice przy tych samych nastawach rolek. Szyna III przechodziła przez prostownice także dwa razy, lecz przy drugim przejściu odkształcenia były mniejsze niż przy pierwszym. Szyna IV przechodziła trzy razy przez prostownice przy nastawach za

każdym razem mniejszych.

Tablica 13. Porównywanie wyników pomiarów naprężeń własnych w główce szyn UIC60 ze stali S190Pa produkowanych w Hucie Katowice uzyskanych metodą niszcząca z użyciem tensometrów i metodą ultradźwiękową [102].

| Nr. szyny | Naprężenia podłużne [MPa] | |
|-----------|----------------------------|--------------------------------------|
| | zmierzone metodą niszcząca | zmierzone miernikiem ultradźwiękowym |
| 1 | 113 | 130 |
| 2 | 148 | 154 |
| 3 | 98 | 116 |
| 4 | 176 | 162 |
| 5 | 84 | 76 |

Tablica 14. Porównywanie wyników pomiarów naprężeń własnych w szynach produkowanych w Zakładach Koncernu Thyssen Stahl AG uzyskanych metodą niszcząca z użyciem tensometrów i metodą ultradźwiękową za pomocą przyrządu UMN-20.

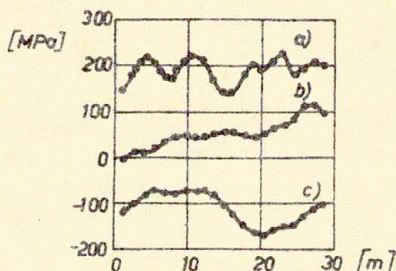
| Szyna | Stan obróbki | Metoda niszcząca σ [MPa] | Metoda ultradźwiękowa σ [MPa] |
|-------------------|--------------|---------------------------------|--------------------------------------|
| C41A3 główka | wygrzana | +18 | -1.5 |
| | prostowana | +293 | +271 |
| C41A3 stopka | wygrzana | -25 | -2 |
| | prostowana | +235 | +224 |
| C41A3/1 główka | wygrzana | +18 | 0 |
| | prostowana | +293 | +272 |
| C41A3/1 stopka | wygrzana | -25 | +6 |
| | prostowana | +235 | +195 |

Z tablicy 15 widać wpływ kolejnych zabiegów prostowania na wartości końcowych naprężeń własnych.

Tablica 15. Wyniki ultradźwiękowych pomiarów naprężeń własnych w szynach kolejowych produkcji Koncernu Thyssen Stahl AG prostowanych przy różnych nastawach rolek.

| Szyna | Nastawy kolejnych rolek (mm) | Główka | | Stopka | |
|-------|------------------------------|----------------|----------------------------|----------------|----------------------------|
| | | σ [MPa] | $\sigma_{\text{śr}}$ [MPa] | σ [MPa] | $\sigma_{\text{śr}}$ [MPa] |
| I | 1) 12-10-9 | +210 | +216 | +280 | +270 |
| | | +222 | | | |
| | | +217 | | | |
| II | 1) 12-10-9 | +234 | +237 | +291 | +294 |
| | 2) 12-10-9 | +239 | | | |
| | +237 | | | | |
| III | 1) 12-10-9 | +124 | +237 | +242 | +242 |
| | 2) 8-6-5 | +140 | | | |
| | +137 | | | | |
| IV | 1) 12-10-9 | +71 | +78 | +297 | +286 |
| | 2) 8-6-5 | +79 | | | |
| | 3) 4-3-2 | +83 | | | |

Na rys. 45 podano przykłady wyników pomiarów podłużnych naprężeń własnych w główkach szyn C60 produkcji Huty Katowice a) szyny nieprostowanej, wystudzonej po walcowaniu, b) i c) szyn prostowanych na zimno przy różnych odkształceniach plastycznych. Pomiary wykonano w odstępach 1,5m wzdłuż każdej z szyn [101].



Rys. 45. Wyniki pomiarów naprężeń własnych wzdłuż szyny C60. Na osi poziomej odłożono odległość wzdłuż szyny w metrach. a) szyna przed prostowaniem, b) i c) szyny prostowane na zimno przy różnych wartościach odkształceń plastycznych (różne nastawy rolek) [101].

Opisany przyrząd był budowany do pomiarów naprężeń własnych w szynach kolejowych i został wyskalowany i sprawdzony dla szyn produkowanych w Hucie Katowice. Różnice w technologii produkcji mogą powodować odmienne struktury w materiałach. Narzuca to konieczność odpowiedniego doboru algorytmu na poprawkę strukturalną.

Zastosowanie ultradźwiękowych nieniszczących pomiarów naprężeń własnych w szynach produkowanych w Hucie Katowice pozwoliło na eliminację wyrywkowych badań niszczących i wprowadzenie pełnej kontroli wartości naprężeń własnych. Przyczyni się to do wzrostu bezpieczeństwa ruchu pociągów i przynosi wyraźne efekty ekonomiczne poprzez oszczędność materiałów, a także narzędzi, energii i pracy przeznaczanej na cięcie szyn przy kontroli niszczącej.

7.2.4. O porównywaniu wyników pomiarów ultradźwiękowych i niszczących

Ocenę wiarygodności wyników pomiarów naprężeń własnych uzyskanych metodą nieniszczącą prowadzi się zwykle przez porównywanie z wynikami otrzymanymi z obliczeń albo z badań techniką niszczącą. W środowiskach technicznych panuje przekonanie, że jedynie wyniki pomiarów metodami niszczącymi mogą służyć za wiarygodne odniesienie. Należy zwrócić uwagę na okoliczności, które muszą być brane pod uwagę przy takich porównaniach.

W badaniach niszczących polegających na pomiarze odkształcenia w wyniku usunięcia części materiału działającego siłami na objętość, z którą związany jest czujnik odkształcenia, nigdy nie usuwa się naprężeń własnych do zera. Na wartość mierzonego odkształcenia ma wpływ naprężenie w całej pozostałej objętości materiału. Wartość naprężenia oblicza się zwykle korzystając z uproszczonej formuły, przyjmując dla całej objętości stałe wartości modułów sprężystości, a w praktyce także takie same wartości modułów dla danego gatunku materiałów.

W rozdziałach 4 i 5 pokazano, że w stalowych wyrobach walcowanych ma miejsce zarówno silna anizotropia własności sprężystych jak też występują złożone przestrzenne rozkłady stałych sprężystości.

W pomiarach ultradźwiękowych informacja o naprężeniu jest uśredniana wzdłuż toru osi wiązki fal ultradźwiękowych. W wyrobach hutniczych czy częściach maszyn rozkłady naprężeń własnych bywają bardzo złożone. Widać to na przykładzie szyny kolejowej (rys. 38). W kierunku szerokości główki szyny występują ekstrema naprężeń podłużnych. W szynach prostowanych obserwuje się występowanie maksimum naprężeń, w miejscu przesuniętym względem geometrycznego środka szerokości szyny. Wynik pomiaru naprężenia własnego metodą ultradźwiękową zależy od położenia osi wiązki względem środka szerokości szyny. Wyniki pomiaru naprężenia metodą niszcząca wg. ORE D 156 (rys. 39) informuje o średniej wartości naprężenia z obszaru środka powierzchni główki o szerokości ok. 15 mm. Jednakowych wyników pomiarów niszczących i ultradźwiękowych można oczekiwać, gdy w próbce występuje naprężenie jednorodne. Cięcie czy wiercenie otworów w stali dla uwolnienia naprężeń często powoduje wprowadzenie do materiału naprężeń powierzchniowych, które zakłócają wskazania mierników odkształceń powierzchniowych. Podobnie, szlifowanie wprowadza naprężenia. Fakt ten należy szczególnie brać pod uwagę przy ocenie wyników pomiarów naprężeń na podstawie badań falami powierzchniowymi czy podpowierzchniowymi.

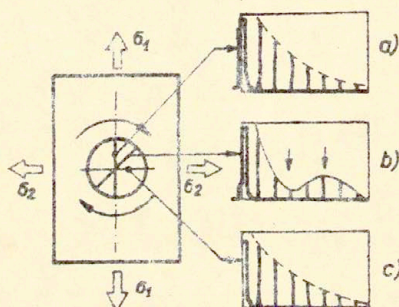
Specjalne miejsce w pomiarach naprężeń własnych zajmuje problem próbki-wzorca zerowego stanu naprężenia. Okazuje się, że znane zabiegi odprężające nie prowadzą do zupełnego uwolnienia naprężeń własnych i próbki wygrzewane odprężająco tylko w przybliżeniu mogą pełnić rolę wzorca materiału w stanie naturalnym. Badania starannie odprężonych przez wygrzewanie odcinków szyn stwierdzają na przykład występowanie naprężeń w granicach $\pm 30 \text{ MPa}$ [121]. Lepsze przybliżenie do stanu bez naprężeń jest spodziewane przez zastosowanie techniki prostowania przy rozciąganiu całych szyn w kierunku długości [122]. W praktyce pomiarowej unika się trudności z uzyskaniem wzorcowych próbek materiału bez naprężeń przez skalowanie

ultradźwiękowego miernika naprężeń na wzorcach zawierających różne, wyznaczone uznana za wiarygodną techniką niszcząca naprężenia własne [123].

8. POMIARY W DWUOSIOWYM STANIE NAPRĘŻENIA

8.1. Zależności ogólne

W rozdziale tym zostanie rozpatrzony płaski dwuosiowy stan naprężenia, jaki występuje np. w cienkim krążku wzdłuż średnicy w kierunku 1, czy w cienkiej izotropowej próbce płasko-równoległej obciążonej w dwóch kierunkach 1 i 2 (Crys. 46).



Rys. 46. Kształt obwiedni ciągu echa dna próbki płasko-równoległej w dwuosiowym stanie naprężenia dla fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku prostopadłym do kierunku naprężeń głównych i spolaryzowanych w kierunku naprężenia głównego (wykładniczo zanikające ciągi ech dna na obrazach oscyloskopowych a) i c)) i w kierunku 45° względem kierunków naprężeń głównych (maksima i minima i obwiedni ciągu ech dna - obraz b)). Strzałkami zaznaczono minimum i maksimum obwiedni ciągu ech dna.

Kierunki naprężeń głównych łatwo ustalić, wykorzystując fale poprzeczne rozchodzące się w kierunku grubości krążka. Obracając przetwornik piezoelektryczny wokół jego osi znajduje

się dwa prostopadłe względem siebie położenia, przy których obwiednie ciągu ech dna monotonicznie maleją (obrazy a) i c) na rys. 46). Orientacja płaszczyzn polaryzacji pokrywa się wtedy z kierunkiem naprężenia głównego. Przy innych orientacjach płaszczyzny polaryzacji na obwiedni ciągu echa dna występują ekstrema (obraz oscyloskopowy b) na rys. 46). Maksima i minima obwiedni powstają jako wynik interferencji w zgodnej i przeciwnej fazie fal składowych, na które dzieli się fala poprzeczna, jeśli cząstki drgają tylko w kierunku jednego naprężenia głównego. Położenie ekstremów na osi czasu jest zależne od częstotliwości fali, rodzaju materiału i różnicy prędkości fal spolaryzowanych w kierunkach naprężeń głównych, a różnica ta jest proporcjonalna do różnicy wartości naprężeń. Do wyznaczenia znaku i wartości naprężeń głównych σ_1 i σ_2 można wykorzystać pomiary czasów przejścia t_{33} fal podłużnych rozchodzących się w kierunku prostopadłym do kierunku naprężenia oraz t_{31} i t_{32} fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku prostopadłym do kierunku naprężenia i spolaryzowanych odpowiednio w kierunku naprężenia i w kierunku prostopadłym do kierunku naprężenia. Na prędkość fal rozchodzących się w kierunku prostopadłym do kierunku naprężeń głównych mają wpływ obydwa naprężenia główne. Można to zapisać:

$$(122) \quad v_{33} = v_{33}^0 (1 + \beta_{331} \sigma_1 + \beta_{332} \sigma_2)$$

$$(123) \quad v_{32} = v_{32}^0 (1 + \beta_{311} \sigma_1 + \beta_{312} \sigma_2)$$

$$(124) \quad v_{31} = v_{31}^0 (1 + \beta_{321} \sigma_1 + \beta_{322} \sigma_2)$$

Uwzględniając oczywiste równości $\beta_{331} = \beta_{332}$, $\beta_{311} = \beta_{322}$ oraz $\beta_{321} = \beta_{312}$ otrzymamy związki na sumy i różnice względnych przyrostów prędkości:

$$(125) \quad \frac{v_{33} - v_{33}^0}{v_{33}^0} = \beta (\sigma_1 + \sigma_2)$$

$$(126) \quad \frac{v_{31} - v_{31}^0}{v_{31}^0} - \frac{v_{32} - v_{32}^0}{v_{32}^0} = (\beta_{311} - \beta_{312}) (\sigma_1 - \sigma_2)$$

$$(127) \quad \frac{V_{31} - V_{31}^0}{V_{31}^0} + \frac{V_{32} - V_{32}^0}{V_{32}^0} = (\beta_{311} + \beta_{312})(\sigma_1 + \sigma_2)$$

Współczynniki elastoakustyczne we wzorach (125) do (127) opisują proporcjonalność różnicy i sumy względnych zmian prędkości odpowiednio do różnicy i sumy naprężeń głównych. Wartości tych współczynników można wyznaczyć w próbie ściskania krążka z badanego materiału. Zależności (125) do (127) można zapisać, zastępując prędkości odpowiednimi czasami przejścia fal przez grubość badanego elementu. Do wyznaczenia bezwzględnych wartości naprężeń głównych trzeba znać wartości czasu przejścia fal w stanie badanym t_{ij} i w stanie naturalnym t_{ij}^0 .

Jeśli znane są współczynniki elastoakustyczne materiału i w określonym obszarze zmierzono czasy przejścia trzech typów fal t_{33} , t_{31} i t_{32} to dane te wystarczają do obliczenia czasu przejścia t_{ij} wybranego typu fal przez ten sam odcinek drogi, gdy naprężenia nie występują [110]. W materiale izotropowym w stanie nieodkształconym prędkość fal poprzecznych nie zależy od orientacji płaszczyzny polaryzacji.

Korzystając z zależności (125) do (127) otrzymuje się wzór na prędkość fal poprzecznych w materiale bez naprężeń wyrażoną przez prędkość trzech typów fal w tym materiale z naprężeniami:

$$(128) \quad V_{31}^0 = V_{32}^0 = \frac{1}{m-2} (mk V_{33} - V_{31} - V_{32})$$

We wzorze tym m i k - oznaczają:

$$(129) \quad m = \frac{\beta_{311} + \beta_{312}}{\beta_{331}}$$

$$(130) \quad k = (V_{32}^0 V_{33}^0) = (V_L^0 V_L^0)$$

Wartości m i k mogą być przyjęte dla materiału danego gatunku jako stałe. Na czasy przejścia fal podłużnych i poprzecznych w materiale bez naprężeń otrzymamy zależności:

$$(131) \quad t_{31}^0 = t_{32}^0 = t^0 = \frac{(m-2) t_{33}^t t_{31}^t t_{32}^t}{mk t_{33}^t t_{31}^t - t_{33}^t t_{31}^t - t_{33}^t t_{32}^t}$$

$$(132) \quad t_{33}^0 = t_L^0 = \frac{(m-2) k t_{33}^t t_{31}^t t_{32}^t}{mk t_{32}^t t_{31}^t - t_{33}^t t_{31}^t - t_{33}^t t_{32}^t}$$

Zależności (125) do (127) pozwalają wyznaczyć wartości bezwzględne naprężeń głównych w wybranych obszarach.

8.2. Próby uwzględnienia wpływu tekstury

Anizotropia akustyczna obciążonego materiału z teksturą jest wynikiem nałożenia się anizotropii strukturalnej (tekstura, wyróżnione ustawienie zanieczyszczeń) i anizotropii naprężeniowej. Jeśli współczynnik anizotropii w stanie bez naprężeń oznaczmy D_0 , a pochodzący od naprężenia D_σ , to będzie:

$$(133) \quad D = D_0 + D_\sigma$$

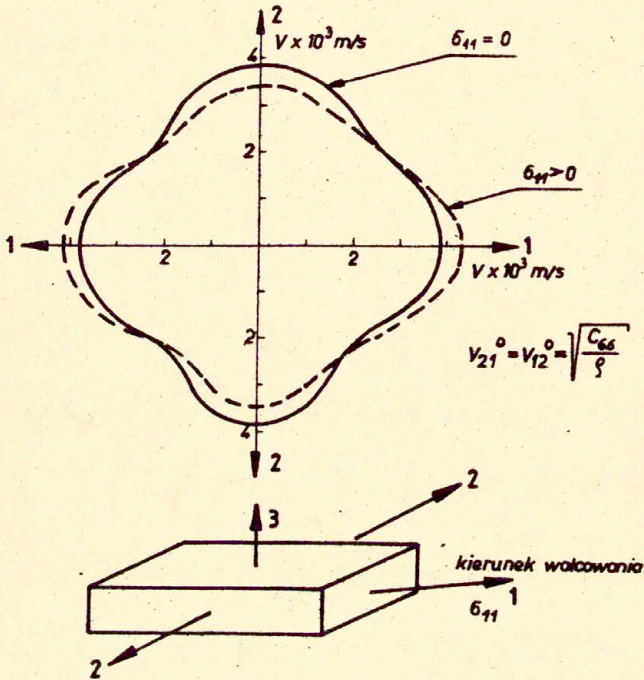
Dla wyznaczenia wartości naprężenia trzeba ze zmierzonej wartości D wydzielić D_0 . Eksperymentalne możliwości stwierdzenia czy anizotropia blachy jest tylko anizotropia strukturalna, czy też składa się na nią i anizotropia naprężeniowa omówiono w rozdziale 5.7.

Dla uwzględnienia anizotropii materiału w stanie bez naprężeń można wyznaczyć wartość D_0 przed obciążeniem materiału i odjąć od zmierzonej wartości D . Jeśli materiał w stanie bez naprężeń nie był dostępny do badań wartość D_0 można wyznaczyć na badanym elemencie w miejscu gdzie naprężenia są pomijalnie małe. Wartość D_0 można także wyznaczyć na próbce bez naprężeń z takiego samego materiału, co element badany. Sposób ten można stosować pod warunkiem wcześniejszego zbadania jednorodności tekstury w elementach danego typu. Wpływ tekstury może być ominięty jeśli skorzysta się z pomiarów czasu przejścia fal poprzecznych, których kierunki polaryzacji i propagacji w

materiale bez naprężeń są zamienne. Zamienność kierunków propagacji i polaryzacji oznacza:

$$(134) \quad v_{ij} = v_{ji}$$

Na rys.47 pokazano schematycznie rozkłady prędkości fal podłużnych i poprzecznych spolaryzowanych równoległe do



Rys. 47. Schematyczne przedstawienie zmian kierunkowego rozkładu prędkości fal poprzecznych rozchodzących się i spolaryzowanych równoległe do powierzchni stalowej próbki walcowanej po przyłożeniu naprężenia w kierunku walcowania.

powierzchni w zależności od kierunku rozchodzenia się względem wyróżnionych kierunków w blaszce stalowej. W stanie bez naprężeń prędkości fal podłużnych rozchodzących się w kierunku walcowania (1) i w kierunku prostopadłym do kierunku walcowania (2) są różne, natomiast symetria wymaga, by fale poprzeczne rozchodzące się w tych samych kierunkach i spolaryzowane równoległe do powierzchni blachy (fale SH) miały takie same prędkości, gdyż w obydwóch przypadkach występują te same składowe tensora odkształceń. Naprężenie wprowadza różnicę prędkości tych fal [105]. Prędkość fali rozchodzącej się w kierunku naprężenia ściskającego będzie większe od prędkości w kierunku prostopadłym do kierunku naprężenia. Różnica prędkości tych fal jest proporcjonalna do naprężenia. Występowanie różnicy prędkości fal SH wyróżnia materiał naprężony od anizotropowego materiału bez naprężeń. Pomiar różnicy prędkości fal SH rozchodzących się w kierunku walcowania i prostopadłym do kierunku walcowania pozwala wyliczyć wartość naprężenia. Poważnym zagadnieniem praktycznym jest wytwarzanie i odbiór fal SH gdy dostępna jest tylko jedna powierzchnia blachy. Specjalne głowice służące do wzbudzenia i odbioru fal SH rozchodzących się równoległe do powierzchni opisano w pracy [104].

Wykorzystanie pomiarów za pomocą kilku rodzajów fal o różnej czułości na naprężenia często pozwala uwzględnić lub ominąć wpływ czynnika utrudniającego wyznaczenie bezwzględnej wartości naprężenia. W przypadku blach ominięcie wpływu tekstury jest możliwe, gdy obok pomiarów różnicy prędkości $V_{31} - V_{32}$ wykorzystają się pomiary różnicy prędkości fal powierzchniowych rozchodzących się w kierunkach walcowania (1) i prostopadłym do kierunku walcowania (2). Zmierzone współczynniki anizotropii dla fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku grubości i dla fal powierzchniowych składają się z części związanych z teksturą i z naprężeniami (133). Zgodnie z (48) i (49) oraz (51) i (52) będzie:

$$(135) \quad D = \frac{V_{31} - V_{32}}{T \cdot 1/2(V_{31} + V_{32})} = (\beta_{311} - \beta_{321})(\sigma_1 - \sigma_2) + \frac{16\pi^2 c}{7 \sqrt{5\mu}} w_{420}$$

$$(136) \quad D_T = \frac{v_{1R} - v_{2F}}{1/2(v_{1R} + v_{2R})} = (\beta_{1R1} - \beta_{2R1})(\alpha_1 - \alpha_2) + \frac{16\pi^2 c \Gamma}{7\sqrt{5}(\lambda + 2\mu)} w_{420}$$

Współczynnik opisujący teksturę w_{420} może być wyeliminowany ze (135) i (136), otrzymuje się:

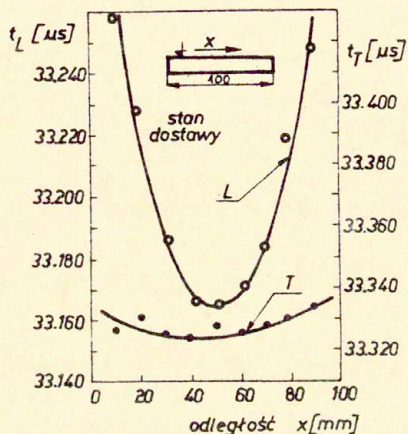
$$(137) \quad \alpha_1 - \alpha_2 = \frac{(\lambda + 2\mu) A_R - A_\mu \Gamma}{(\lambda + 2\mu) \beta_{R(1-2)} - \beta_{31-32} \Gamma}$$

Opisane w rozdziale 5.5 własności tekstury blach wskazują na jeszcze jedną możliwość oddzielenia anizotropii naprężeniowej od anizotropii strukturalnej. Blachy produkowane w określonych warunkach technologicznych mają ustalony typ tekstury w zależności od tego, czy walcowanie wykańczające przeprowadzane było powyżej punktu eutektoidalnego czy też poniżej tego punktu. Dwom typom tekstury odpowiadają dwie proste na wykresie zależności kwadratu prędkości fal podłużnych rozchodzących się w kierunku grubości i różnica kwadratów prędkości fal poprzecznych spolaryzowanych w kierunku walcowania i prostopadle do kierunku walcowania przechodzących przez tę samą objętość materiału (wzór 59 i rys.21). Ponieważ zależności te dotyczą blach stalowych bez naprężeń przy symbolach prędkości umieszczony jest znak zero. Jeśli ustalimy typ tekstury blachy, zmierzmy w tej blaszce wartości \bar{v}_{33} , \bar{v}_{31} i \bar{v}_{32} i naniesiemy uzyskany punkt na wykres $(\bar{v}_{33}^0)^2$ w funkcji $(\bar{v}_{31}^0)^2 - (\bar{v}_{32}^0)^2$, to odległość tego punktu od prostej odpowiadającej typowi tekstury blachy jest miarą naprężenia. Wartość naprężenia można wyliczyć ze związków prędkość-naprężenie dla tych modów fal w badanym materiale. W pomiarach dla próbki ze stali miękkiej rozciąganej naprężeniem 300 MPa obserwowano przyrost kwadratu unormowanej prędkości fal podłużnych $-7,1 \cdot 10^{-4}$ i przyrost różnicy kwadratów unormowanych prędkości fal poprzecznych spolaryzowanych w kierunku walcowania i prostopadle do kierunku walcowania wynoszący $8,4 \cdot 10^{-4}$.

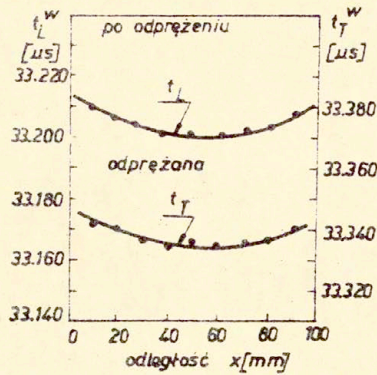
8.3. Przykłady pomiarów naprężeń własnych

Na rys. 48 do 50 przedstawiono wyniki badań naprężeń własnych w blasze ze stali węglowej. Badana próbka miała wymiary 40x100x300 mm. Krawędź 300 mm była równoległa do kierunku walcowania. Pomiar czasu przejścia fal ultradźwiękowych wykonano za pomocą nanosekundowego miernika czasu przy użyciu głowic fal podpowierzchniowych o częstotliwości 4 MHz. Na rys. 48 pokazano jak zmieniają się czasy przejścia fal podłużnych i poprzecznych gdy głowice przesuwają się prostopadłe do kierunku walcowania równoległe do krawędzi o długości 100 mm w środku krawędzi 300 mm dla próbki wyciętej z płyty.

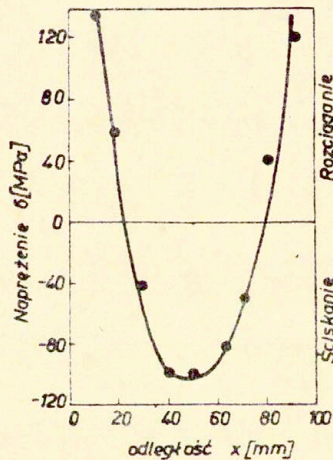
Na rys. 50 przedstawiono zmiany składowej równoległej do krawędzi 300 mm naprężeń własnych w badanej płycie wyliczone na podstawie danych z rys. 48.



Rys. 48. Zmiany czasu przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych L i poprzecznych T przy przesuwaniu głowicy po powierzchni płyty w kierunku prostopadłym do kierunku walcowania.



Rys. 49. Zmiany czasu przejścia fal podłużnych L i poprzecznych T przez stały odcinek drogi w kierunku walcowania w funkcji odległości od krawędzi po odprężeniu płyty, dla której dane przed odprężeniem przedstawiono na rys. 48.



Rys. 50. Zmiany naprężenia podłużnego w funkcji odległości od krawędzi w połowie długości płyty stalowej.

Rozkład wartości naprężeń jest zgodny z wymogami zasady równoważenia się naprężeń w objętości płyty. Z rys. 49 widać, że po odprężającym wygrzaniu płyty (500°C, 2h) krzywe obrazujące przebiegi zmian czasów przejścia biegną równolegle względem siebie, a same wartości czasów przejścia fal podłużnych różnią się nieco od wartości otrzymanych dla tej próbki przed odprężeniem. Usunięcie naprężeń silniej zmieniło przebieg zmian czasu przejścia fal podłużnych, bardziej czułych na naprężenia. Różnice czasów przejścia fal poprzecznych są spowodowane głównie zmianami strukturalnymi stali w wyniku wygrzewania.

W pracy [107] opisano ultradźwiękowe badania naprężeń własnych w blachach pracujących w płaszczach rurociągów derywacyjnych elektrowni szczytowo-pompowej w Żarnowcu. Wyniki pomiarów były wykorzystywane przy ocenie stateczności tych odpowiedzialnych konstrukcji. Technikę stosowaną do pomiarów naprężeń własnych w blachach wykorzystano też w badaniach rozkładu naprężeń w krążkach, w tym w krążkach wyciętych z prętów. Ze środka odcinka pręta walcowanego z PA6 o średnicy 138 mm wycięto dwa krążki o grubości 20 mm. Jeden krążek posłużył do wyznaczenia stałych elastoakustycznych i sprawdzających pomiarów rozkładu naprężeń, a drugi do wyznaczenia naprężeń własnych. Przed badaniami pierwszy krążek odprężono. W maszynie wytrzymałościowej obciążono ten krążek wzdłuż średnicy i mierzono zmiany czasu przejścia fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się w kierunku grubości w geometrycznym środku krążka. Zmiana naprężeń głównych od zera do wartości $\sigma_1 = 23 \text{ MPa}$ i $\sigma_2 = -69,2 \text{ MPa}$ spowodowała następujące przyrosty czasów przejścia fal:

$$\Delta t_{33} = t_{33}^0 - t_{33} = 25460 \text{ ns} - 25480 \text{ ns} = -20 \text{ ns}$$

$$\Delta t_{31} = t_{31}^0 - t_{31} = 51794 \text{ ns} - 51718 \text{ ns} = +76 \text{ ns}$$

$$\Delta t_{32} = t_{32}^0 - t_{32} = 51845 \text{ ns} - 51928 \text{ ns} = +17 \text{ ns}$$

Z danych tych wyznaczono współczynniki elastoakustyczne i wartości m i k występujące we wzorach (128) do (132):

$$\beta_{33} = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1}$$

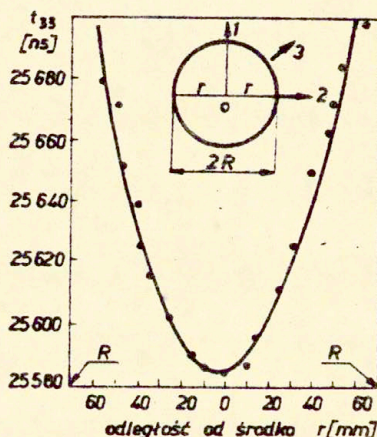
$$\beta_{31+32} = 0,28 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1}$$

$$\beta_{31-32} = -3,3 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1}$$

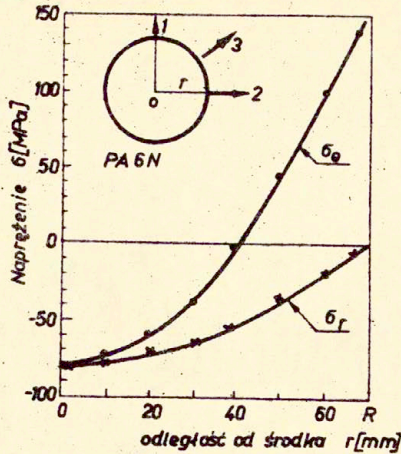
$$m = 0,165$$

$$k = 0,495$$

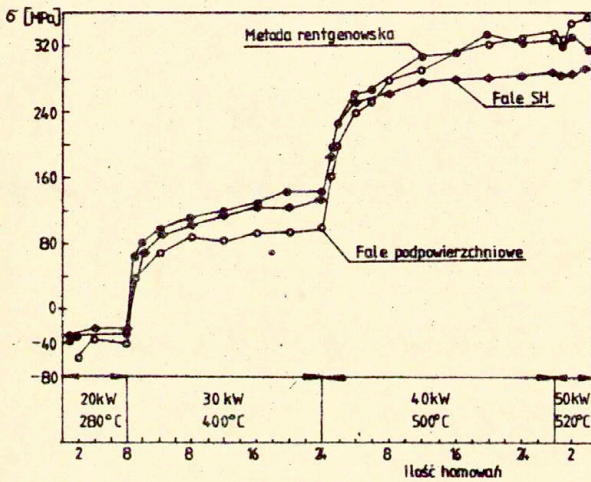
Przesuwając głowice wzdłuż średnicy obciążonego krążka, wyznaczano wartości radialnej i stycznej składowych naprężeń głównych. Uzyskane wartości są zgodne z przewidywaniami ściśłego rozwiązania rozkładu naprężeń w krążku obciążonym wzdłuż średnicy [109]. Eksperyment ten był dobrym sprawdzianem metody pomiaru. Wyniki badań przeprowadzonych na krążku nie wygrzanym przedstawiono na rys. 51 i 52. W środku tego krążka uzyskano $\sigma_1 = \sigma_2 = -76,5 \text{ MPa}$. Składowa styczna zmienia znak w odległości ok. 40 mm od środka krążka i dąży do wartości ok. +150 MPa na powierzchni. Składowa radialna nie zmienia znaku i dąży do $\sigma=0$ na powierzchni. W pracy [110] porównano przebieg zmian naprężeń własnych wzdłuż średnicy krążka wyznaczonych metodą ultradźwiękową z rozwiązaniami równania równowagi naprężeń, otrzymując dobrą zgodność.



Rys. 51. Zmiany czasu przejścia fal podłużnych rozchodzących się w kierunku grubości krążka przy przemieszczaniu głowicy wzdłuż średnicy krążka. Krążek piaskorównoległy z PABN.



Rys. 52. Zmiany naprężenia σ_r i obwodowego σ_ϕ w funkcji odległości od środka krążka.



Rys. 53. Zmiany obwodowych naprężeń własnych w wieńcu kolejowego koła monoblokowego w wyniku hamowania. Na osi poziomej odłożono ilość hamowań. Czas każdego hamowania wynosił 45 minut. Poszczególne krzywe przedstawiają wyniki otrzymane za pomocą: 1) fal podpowierzchniowych 2) fal SH 3) promieni rentgenowskich.

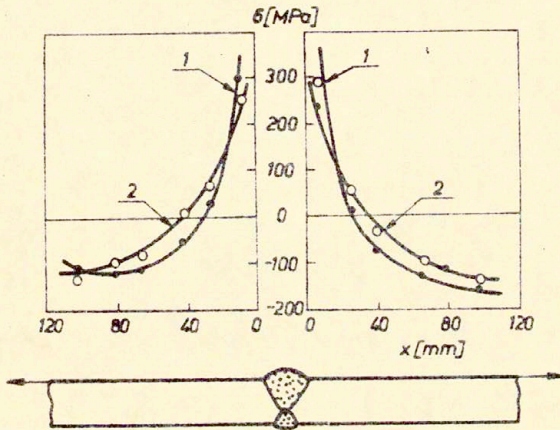
Kolejnym przykładem pomiaru naprężeń własnych metoda ultradźwiękowa w dwuosiowym stanie naprężenia są wspomniane w rozdziale 1 pomiary wykonane w wieńcach kolejowych kół monoblokowych. Kucie i obróbka cieplna tych kół powinno doprowadzić do powstania na powierzchni toczonej silnych obwodowych naprężeń ściskających, które utrudniają rozwój pęknięć tworzących się w warstwie odkształconej plastycznie. Ciepło hamowania może nie tylko odprężyć wieńiec koła, lecz również wprowadzić niebezpieczne naprężenia rozciągające. Koła z naprężeniami rozciągającymi w wieńcu są przyczyną wielu wykolejeń i powinny być eliminowane z eksploatacji [111]. Badania kontrolne polegają na rozcinaniu koła wzdłuż promienia i pomiarze odkształcenia w wyniku uwalniania naprężeń. Wyniki badań ultradźwiękowych wskazują, że technika ultradźwiękowa jest perspektywiczna [112]. Wartości stałych elastoakustycznych i wartość współczynnika anizotropii związanej z teksturą kucia wyznaczono na materiale odprężonym przez wygrzewanie. Zmiany obwodowych naprężeń własnych w wieńcu monoblokowego koła produkcji francuskiej w wyniku hamowania o różnej mocy pokazano na rys. 53. Pomiary ultradźwiękowe wykonywano za pomocą fal SH przechodzących przez szerokość wieńca i za pomocą fal podpowierzchniowych rozchodzących się w kierunku prostopadłym do promienia. Równolegle prowadzone były pomiary naprężeń własnych metodą dyfrakcji promieni rentgenowskich. Przebiegi krzywych na rys. 53 pokazują zgodność wyników uzyskanych tymi metodami. Badania autora wskazują na możliwość stosowania tej techniki także w przypadku odlewanych kół kolejowych produkcji USA.

Duże znaczenie techniczne ma możliwość nieniszczących pomiarów naprężeń wprowadzanych przez spawanie, a także kontrola skuteczności zabiegów odprężania spawanych konstrukcji stalowych.

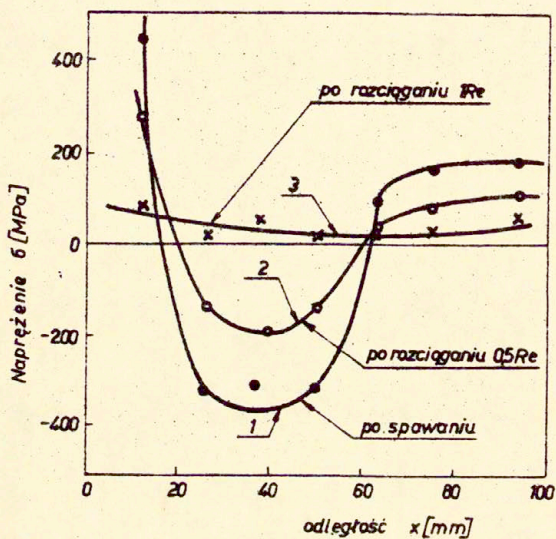
Pierwszą próbą wykorzystania zjawiska elastoakustycznego do pomiaru naprężeń spawalniczych była praca [57], w której podano zmiany czasu przejścia fal powierzchniowych przy oddalaniu układu głowic od spoiny. Ze względu na zakres i technikę praca ma raczej charakter rozpoznawczy. Wykorzystanie precyzyjnych pomiarów ultradźwiękowych z zastosowaniem jednej z

metod opisanych w tym rozdziale pozwala na pomiar wartości naprężeń spawalniczych w wybranym punkcie i na badanie rozkładów naprężeń wzdłuż określonych kierunków. Bardziej szczegółowo omówiono ten problem w pracy [41].

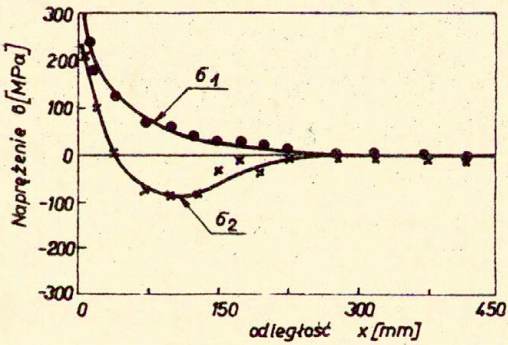
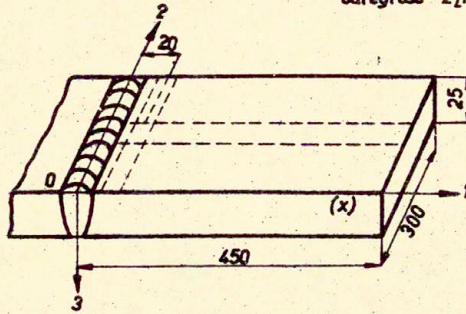
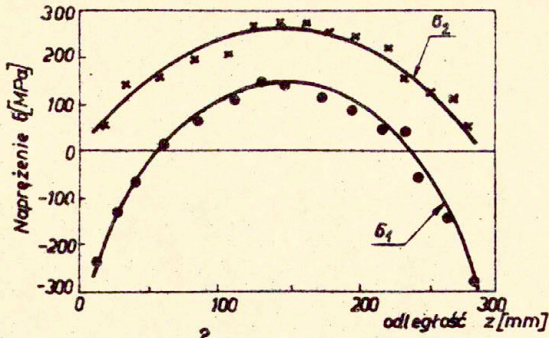
Na rys. 54, 55 i 56 przedstawiono przykłady wyników ultradźwiękowych pomiarów naprężeń spawalniczych.



Rys. 54. Przebiegi zmian składowej naprężenia równoległej do osi spójny w funkcji odległości od spójny. 1) wyniki pomiarów ultradźwiękowych 2) wyniki niszczących badań trepanacyjnych. Złącze spawane blach o wymiarach 500x120x20 ze stali niskostopowej.



Rys. 55. Zmiany naprężeń spawalniczych w wyniku rozciągania próbki spawanej naprężeniem 0.5Re i 1Re (Re umowna granica plastyczności).



Rys. 56. Przebiegi zmian składowych prostopadłej i równoległej do spoiny w funkcji odległości wzdłuż spoiny i prostopadle do spoiny. Tor przesuwania głowic ultradźwiękowych zaznaczono liniami przerywanymi.

9. POMIARY NAPRĘŻEN POWIERZCHNIOWYCH

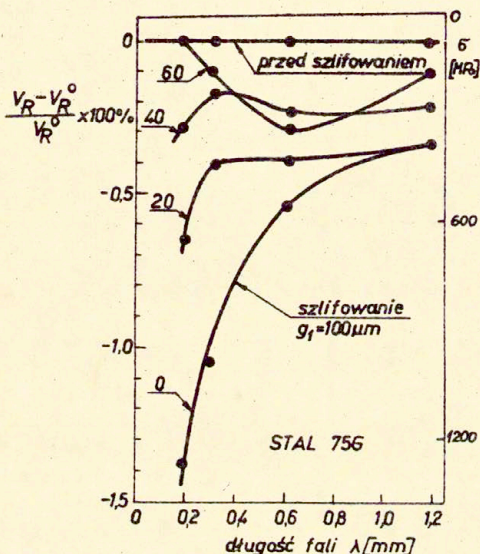
9.1. Pomiar naprężeń szlifierskich

Naprężenia powstające w warstwie wierzchniej przedmiotów szlifowanych mają dwa źródła: odkształcenie plastyczne i efekt ciepłiny związany z usuwaniem warstwy materiału. Naprężenia te mogą powodować zmiany kształtu i wymiarów obrabianych przedmiotów, a także obniżać ich właściwości wytrzymałościowe i eksploatacyjne. Naprężenia szlifierskie oraz ich zależność od parametrów obróbki były przedmiotem wielu prac i na ogół ich własności są znane [114]. W pracach tych prócz metod niszczących najczęściej stosowano metodę rentgenowską. Znaczna pracochłonność i inne ograniczenia tej techniki pomiarowej uniemożliwiają jej zastosowanie do kontroli wyrobów produkowanych masowo.

W pracy [115] przedstawiono wyniki badania naprężeń w wierzchniej warstwie przedmiotów za pomocą ultradźwiękowych fal powierzchniowych. Badania wykonano na obrabianych cieplnie próbkach ze stali typu 78G ($R_m > 1200$ MPa, $R_e > 1000$ MPa). Współczynnik elastooakustyczny dla fal powierzchniowych rozchodzących się w kierunku naprężenia dla tej stali ma wartość: $\beta_R = -1,0 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1}$. Pomiaru prowadzono za pomocą refraktometru ultradźwiękowego przy częstotliwościach fal: 15, 10, 5 i 2,5 MHz. Przy tych częstotliwościach długości wzbudzanych w stali fal powierzchniowych wynoszą odpowiednio: 0,2; 0,3; 0,6 i 1,2 mm. W celu wprowadzenia naprężeń własnych płaska powierzchnia próbek była szlifowana zgrubnie bez chłodzenia, przy jednokrotnym przejściu ściernicy o prędkości 30 m/s i głębokości skrawania 100 μm . Rys. 57 przedstawia wyznaczoną zależność względnych zmian prędkości od długości wzbudzanych fal powierzchniowych dla powierzchni po szlifowaniu zgrubnym oraz po kolejnych szlifowaniach dokładnych (5 μm) usuwających warstwy naprężone do głębokości 20 μm (cztery przejścia ściernicy), 40 μm (osiem przejść ściernicy) i 60 μm (dwanaście przejść ściernicy).

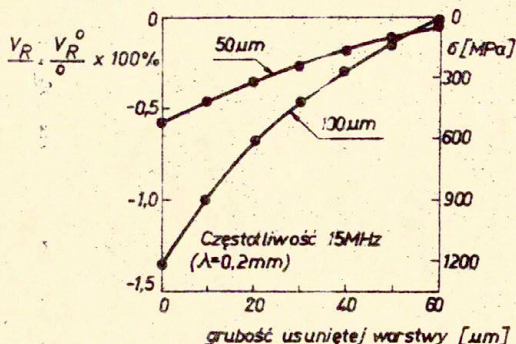
Na prawej osi pionowej naniesiono wartości naprężenia odpowiadającego danym zmianom prędkości fal powierzchniowych.

Charakter zależności wskazuje, że naprężenia powstające w wyniku szlifowania zgrubnego równoważą się w wierzchniej warstwie grubości bliskiej długości fali powierzchniowej o częstotliwości 2,5 MHz ($\lambda=1,2\text{mm}$), przy czym blisko powierzchni występują naprężenia rozciągające o wartościach maksymalnych wynoszących odpowiednio 1200 i 500 MPa. Naprężenia rozciągające maleją do wartości bliskich zeru, przechodząc na głębokości ok. $60\mu\text{m}$ w naprężenia ściskające. Przedstawiają to zależności podane na rys. 58 uzyskane na próbkach szlifowanych zgrubnie przez jednorazowe usuwanie warstw grubości $100\mu\text{m}$ i $50\mu\text{m}$ przy największej stosowanej częstotliwości fal równej 15 MHz (długość fali $\lambda=0,2\text{mm}$). Dane dla stanu wyjściowego układają się wzdłuż linii równoległej do osi naprężeń, co oznacza brak gradientu właściwości sprężystych w kierunku grubości.



Rys. 57. Względne zmiany prędkości fal powierzchniowych w funkcji długości fali λ dla próbki stalowej przed szlifowaniem (prosta u góry rysunku), po szlifowaniu zgrubnym usuwającym warstwę o grubości $100\mu\text{m}$ (krzywa najniżej położona) i po usunięciu warstwy naprężonej o grubości kolejno 20, 40 i $60\mu\text{m}$.

Po szlifowaniu prędkość fal ultradźwiękowych zależy silnie od długości fali, czyli od grubości warstwy, z której zbierane są informacje o naprężeniu.



Rys. 86 Względne zmiany prędkości fal powierzchniowych o częstotliwości 15 MHz ($\lambda=0,2\text{mm}$) w zależności od grubości usuniętej warstwy dla próbek szlifowanych zgrubnie przez usuwanie warstw o grubości 100 μm i 50 μm .

Podana głębokość równoważenia się naprężeń rozciągających i ściskających jest wielkością orientacyjną, możliwą do sprecyzowania po rozwiązaniu tzw. zagadnienia odwrotnego [116] do [118], za pomocą którego można odtworzyć profil własności sprężystych warstwy, opierając się na zmierzonych zmianach prędkości fal powierzchniowych w funkcji częstotliwości. Precyzja odtworzenia profilu naprężenia zależy od stosowanego zakresu zmian częstotliwości. W przytoczonych wynikach doświadczalnych dolna granica częstotliwości (2,5 MHz) wydaje się wystarczająca, natomiast górna granica (15 MHz), ograniczona przez stosowany układ nadawczo-odbiorczy, powinna być o rząd wyższa.

9.2. Pomiary naprężeń w walcach hutniczych

Dla oceny prawidłowości obróbki cieplnej i oszacowania stopnia zużycia walców istotna jest znajomość wartości i rozkładu naprężeń własnych na powierzchni boczki walców. Próby pomiaru naprężeń własnych na powierzchni roboczej walców hutniczych opisano w pracach [119] i [120].

Badania tekstury w warstwie powierzchniowej wskazują na izotropię własności sprężystych. Własności sprężyste materiału walców wykazują jednak czasem bardzo poważne różnice wzdłuż długości beczki. Bywa, że do wykonania jednego walca używa się stali z kilku elektrod (metoda elektrożułowa). Dlatego przy wyznaczaniu naprężeń, musi być uwzględniana poprawka na lokalne różnice własności sprężystych. Jako fale odniesienia można wykorzystać podpowierzchniowe fale poprzeczne rozchodzące się w kierunku tworzącej i spolaryzowane w kierunku promieniowym. Prędkość tych fal jest słabo wrażliwa zarówno na naprężenia wzdłuż tworzącej jak też na naprężenia obwodowe. Naprężenie radialne silnie wpływające na prędkość tego modu fal jest przy powierzchni walca bliskie zera. Do wyznaczenia naprężeń własnych na powierzchni walca można wykorzystać pomiary czasu przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się w kierunku tworzącej i fal powierzchniowych rozchodzących się w kierunku tworzącej (kierunek 1) i w kierunku obwodowym (kierunek 2). Na czas propagacji każdej z tych fal wpływają obie składowe naprężenia. Jeśli wszystkie czasy przejścia odnieść do tej samej temperatury, zależności między naprężeniem i czasami przejścia można zapisać

$$(138) \quad t_{11} = t_{11}^0 (1 + \beta_{111} \sigma_1 + \beta_{112} \sigma_2)^{-1}$$

$$(139) \quad t_{1R} = t_{1R}^0 (1 + \beta_{1R1} \sigma_1 + \beta_{1R2} \sigma_2)^{-1}$$

$$(140) \quad t_{2R} = t_{2R}^0 (1 + \beta_{2R1} \sigma_1 + \beta_{2R2} \sigma_2)^{-1}$$

$$(141) \quad t_{13} = t_{13}^0$$

Uwzględniając $t_{1R}^0 = t_{2R}^0$ i wykorzystując doświadczalnie

wyznaczoną dla danego gatunku stali w stanie bez naprężeń wartość t_{13}^0/t_{11}^0 z zależności (138) do (140) można wyznaczyć σ_1 i σ_2 . W wielu przypadkach istotna informacja o stanie materiału w walcu uzyskuje się już tylko na podstawie przebiegu zmian naprężenia wzdłuż tworzącej. Wystarczy wtedy pomiary względnych przyrostów naprężenia. Zaburzenia rozkładu naprężeń własnych powstają w obszarach o odmiennej strukturze. Zaburzenia pola naprężeń wskazują na obecność wad makrostruktury [120], co ma poważne znaczenie dla oceny przydatności eksploatacyjnej walców.

10. KIERUNKI ROZWOJU

Prowadzone obecnie badania i prace rozwojowe z zakresu ultradźwiękowych pomiarów naprężeń skupiają się na następujących celach:

- znalezienie sposobów wydzielenia udziału tekstury w dowolnym przypadku anizotropii,
- opracowaniem metod odtwarzania zmian naprężeń wzdłuż toru wiązki fal ultradźwiękowych i sposobów zobrazowania przestrzennych rozkładów naprężenia,
- udoskonalenie techniki wzbudzania, odbioru i pomiaru prędkości różnych typów fal ultradźwiękowych, oraz ograniczenie wpływu chropowatości powierzchni na dokładność pomiaru prędkości,
- wykorzystanie do badania pól naprężeń innych własności zjawiska elastoakustycznego niż zależność prędkość-naprężenie,
- doskonalenie algorytmów wyliczania wartości naprężeń własnych na podstawie wyników pomiarów akustycznych dla poszczególnych materiałów, elementów i części maszyn,
- doskonalenie procedur skalowania i sposobów wyznaczania wartości stałych materiałowych niezbędnych do obliczania wartości naprężeń własnych.

Badania tekstury materiałów konstrukcyjnych, które rozwinęły się w ciągu ostatnich kilku lat w związku z potrzebami ultradźwiękowych pomiarów naprężeń własnych

doprowadziły do powstania teorii propagacji fal ultradźwiękowych w ośrodkach polikrystalicznych z teksturą, przy czym w niektórych przypadkach (np. walcowanie blachy stalowej) wyniki prac teoretycznych pozwoliły na wydzielenie anizotropii strukturalnej od naprężeniowej. Istotne jest opracowanie szybkich sposobów wyznaczania parametrów tekstury (funkcji rozkładu kierunków krystalograficznych ziarn) na podstawie pomiarów ultradźwiękowych, tak by można było je wykorzystać w pomiarach naprężeń własnych.

Przykładem odtwarzania zmian naprężenia wzdłuż toru wiązki fal ultradźwiękowych może być pokazany w rozdziale 7.1 sposób wyznaczania naprężenia w określonym odcinku długości sruby. Generalnie chodzi jednak o bardziej złożony problem wyobrazowania trójwymiarowych pól naprężenia. Można sobie wyobrazić pomiary czasu przejścia fal ultradźwiękowych przechodzących przez badany przedmiot w różnych kierunkach i porównanie z czasami przejścia przez taki sam przedmiot bez naprężeń, albo z symulowanymi zmianami czasu przejścia. Na podstawie takich porównań można odtworzyć rozkład naprężeń wewnątrz badanego elementu, tak jak odtwarza się przestrzenne rozkłady gęstości w komputerowo wspomaganą tomografię rentgenowską stosowaną w diagnostyce medycznej.

Istotna dla rozwoju ultradźwiękowej techniki badania pól naprężenia jest możliwość wzbudzania, odbioru i pomiaru prędkości różnych typów fal ultradźwiękowych. Chodzi tu głównie o bezstykowe metody wzbudzania i odbioru, tak by ominąć trudności i błędy związane ze sprzężeniem akustycznym. Częściowe rozwiązania w tym kierunku to różnicowe układy głowic, punktowy odbiór fal z suchym sprzężeniem, zastosowania głowic elektromagnetycznych oraz pobudzanie fal przez punktowe nagrzanie powierzchni impulsem laserowym i odbiór metodami optycznymi.

Obok samych pomiarów prędkości fal ultradźwiękowych pewne szanse na wykorzystanie w ultradźwiękowych badaniach naprężeń własnych mają pomiary zmian prędkości fal w funkcji temperatury i śledzenie zmian amplitud fal harmoniczych. Współczynnik temperaturowych zmian prędkości zależy od stopnia odkształcenia sprężystego materiału. Od stopnia odkształcenia zależą także

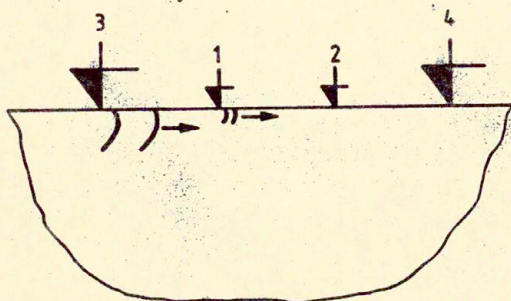
stosunki amplitud fal „harmonicznym” wzbudzanych przez przechodzącą przez materiał monochromatyczną falę ultradźwiękową. Interesujące są szanse wykorzystania tych zjawisk w badaniach naprężeń własnych.

Potrzeba opracowania dla różnych przypadków technicznych metod wyliczania naprężeń własnych na podstawie wyników pomiarów prędkości fal wynika z faktu, iż różnice technologiczne, geometryczne i strukturalne zmieniają wzajemne zależności między prędkościami różnych typów fal, a także wpływają na rozkład naprężeń w elementach. Dlatego niezbędne jest indywidualne podejście do poszczególnych typów wyrobów.

Problemy z wykorzystaniem wygrzewanych odprężająco elementów jako wzorców stanu naturalnego były już wcześniej omawiane. Zwrócono uwagę na możliwość skalowania ultradźwiękowych mierników naprężeń na próbkach, w których naprężenie własne było zmierzone uznana metodą niszcząca. Istnieje także możliwość skalowania ultradźwiękowych mierników naprężenia bezpośrednio na elemencie badanym. Sposób ten byłby wolny od błędów wynikających z przeniesienia danych z próbki na materiał elementu badanego. Rys. 59 wyjaśnia ideę takiego badania. Na powierzchni elementu w którym mają być mierzone naprężenia własne umieszczony jest zespół głowic 1 - 2 wytwarzających i odbierających impulsy fal ultradźwiękowych przeznaczonych do badania naprężeń. Są to impulsy fal sprężystych o bardzo małej amplitudzie, takie, jakie stosuje się zwykle w defektoskopii ultradźwiękowej. Zestaw głowic 3 - 4 służy do badania i odbioru silnych impulsów naprężenia o regulowanej amplitudzie. Na podstawie pomiaru amplitudy impulsu odebranego przez głowicę 4 można wyznaczyć wartość naprężenia w impulsie wysłanym przez głowicę 3. Częstotliwość impulsu fali wysłanej przez nadajnik 1 musi być dużo większa od częstotliwości impulsu wysłanego przez głowicę 3, a momenty nadania impulsu i czasy trwania tak dobrane, że impuls fali wysłanej z głowicy 1 rozchodzi się w materiale odkształconym przez impuls naprężenia z głowicy 3. W układzie tym można wykonać badania zależności zmian czasu przejścia fal ultradźwiękowych o małej amplitudzie w funkcji naprężenia, a z tej zależności wyznaczyć wartość stałej elastoakustycznej β dla

danego typu fal i dla danej konfiguracji między kierunkami propagacji i polaryzacji fali, a kierunkiem naprężenia. Jednocześnie zależność między naprężeniem w impulsie z głowicy 3, a czasem przejścia impulsu z głowicy 1 może stanowić podstawę do wyskalowania miernika naprężeń.

Opisana tu idea wykorzystania pomiaru zmian parametru impulsu niskoamplitudowego pod wpływem silnego impulsu naprężenia była wykorzystana przez autora w akustycznych badaniach monokryształów [124]. W pracy [124] mierzono zmiany amplitudy impulsu niskoamplitudowego wysokiej częstotliwości pod wpływem naprężenia w silnym impulsie niskoczęstotliwościowym.



Rys. 59. Schemat układu do wyznaczenia stałej elastoakustycznej za pomocą impulsów dwóch fal ultradźwiękowych.

W badaniach tensometrycznych zamiast naprężenia dynamicznego można stosować statyczne obciążenie elementu badanego. W praktyce do wyznaczania wartości β , czy do skalowania miernika można wykorzystywać zmiany naprężenia w materiale badanego elementu przez kontrolowane obciążenie, np. przy ciśnieniowej próbie wodnej zbiorników, przy odkształceniu szyny przez uniesienie jednego końca czy wreszcie, jak to miało miejsce w badaniach rurociągów derywacyjnych [107] przez pomiar czasu przejścia fal przed i po napełnieniu rurociągu (słup wody o wysokości kilkudziesięciu metrów).

Rozbudowa układu głowic, odpowiednia procedura pomiarów parametrów ultradźwiękowych i program przetwarzania danych powinny umożliwić skalowanie miernika naprężeń własnych bezpośrednio na badanym elemencie, wyznaczenie parametrów tekstury istniejącej w badanym obszarze i wyliczenie wartości bezwzględnej naprężenia na drodze fal.

11. PODSUMOWANIE I WNIOSKI

Niżej zebrano ważniejsze cele osiągnięte w pracy i istotne wnioski wynikające z przeprowadzonych badań.

1) Opracowano i zbudowano refraktometr ultradźwiękowy do pomiaru prędkości fazowej fal powierzchniowych z dokładnością 1m/s w stali i uniwersalny miernik czasu przejścia impulsów fal ultradźwiękowych umożliwiający prowadzenie pomiarów z dokładnością 1ns . Aparaty te pozwoliły na wykonanie badań własności zjawiska elastoakustycznego, badań tekstury i niejednorodności własności sprężystych materiałów technicznych. Nanosekundowe mierniki czasu przejścia impulsów ultradźwiękowych stworzyły praktyczną możliwość prowadzenia badań i wykorzystania w praktyce zjawisk fizycznych, które są związane z małymi zmianami własności sprężystych materiałów. Wieloletnie doświadczenia pracy mierników potwierdziły trafność wyboru rozwiązań układów pomiarowych. Aparaty te były wykorzystywane do przeprowadzenia pierwszych przemysłowych pomiarów naprężeń w rurociągach derywacyjnych elektrowni wodnej w Żarnowcu i dynamicznych naprężeń w kolumnach pras hydraulicznych. Nanosekundowy miernik czasu jest wykorzystywany w Instytucie Spawalnictwa do badania naprężeń spawalniczych.

2) Opracowano sposoby wzbudzania i odbioru podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych spolaryzowanych zarówno prostopadle jak i równolegle do powierzchni, z której fale te są wprowadzane. Wypróbowano różne techniki pomiaru czasu przejścia impulsów fal ultradźwiękowych

w materiałach różnych elementów technicznych. Stwierdzono, że największą dokładność i powtarzalność wyników uzyskuje się przy stosowaniu techniki różnicowej i to zarówno przy badaniach falami podpowierzchniowymi metodą przepuszczania jak i falami objętościowymi metodą echa.

3) Opracowano i wykonano układy głowic ultradźwiękowych na podpowierzchniowe fale podłużne i poprzeczne rozchodzące się równoległe do tej powierzchni materiału, z której fale były wprowadzone i spolaryzowane zarówno prostopadłe jak i równoległe do tej powierzchni. Układy głowic na podpowierzchniowe fale podłużne i poprzeczne pracujące metodą różnicową pozwoliły na badania naprężeń w obiektach jednostronnie dostępnych o znacznych rozmiarach, przy czym wpływ stanu powierzchni na wyniki pomiarów został zminimalizowany.

4) Zbadano przebiegi zależności między naprężeniem i prędkością rozchodzenia się fal ultradźwiękowych i wyznaczono wartości współczynników elasto-akustycznych dla kilku gatunków stali. Zależność między zmianami naprężenia i odpowiadającymi im względnymi przyrostami prędkości fal ultradźwiękowych w stali jest praktycznie liniowa. Zmiany prędkości są symetryczne względem znaku naprężenia i nie zależą od częstotliwości fal ultradźwiękowych. Współczynniki elastoakustyczne są odmienne dla różnych gatunków stali i zależą od wzajemnych konfiguracji kierunków rozchodzenia się fal, drgań cząstek w fali i od naprężenia. Największe zmiany prędkości przy danym przyroście naprężenia występują w przypadku fal podłużnych rozchodzących się w kierunku naprężenia. Zwiększenie naprężenia rozciągającego o 10 MPa powoduje zmniejszenie prędkości fal podłużnych rozchodzących się w stali węglowej w kierunku naprężenia o ok. 0,75 m/s (ok. 0,012%). W stali z teksturą współczynniki elastoakustyczne wykazują zależność kierunkową. Wartości współczynników elastoakustycznych zależą także od składu chemicznego i stanu obróbki cieplnej stali. Zależności te są jednak słabe i dla technicznych pomiarów naprężeń wartości współczynników elastoakustycznych dla danego gatunku stali mogą

być przyjmowane za stałe. Po odkształceniu plastycznym stali na zimno wartości współczynników elastoakustycznych są inne niż przed odkształceniem i współczynniki te zależą zarówno od kierunku naprężenia jak i od częstotliwości fal. Zjawisko to zanika ze wzrostem czasu jaki upłynął od momentu przerwania odkształcenia plastycznego. Zaproponowano mechanizm opisujący obserwowane własności zjawiska elastoakustycznego po odkształceniu plastycznym stali. Mechanizm ten opiera się na oddziaływaniu fal ultradźwiękowych z ruchliwymi dyslokacjami wprowadzonymi przez odkształcenie plastyczne. Stałe wykazują niejednorodność własności sprężystych związana z rozkładem struktury, różnicami tekstury i zmianami składu chemicznego. Lokalne różnice prędkości fal ultradźwiękowych wynikające z niejednorodności własności sprężystych muszą być uwzględniane przy ultradźwiękowych pomiarach naprężeń własnych. Można to uczynić wykorzystując pomiary prędkości różnych typów fal ultradźwiękowych o odmiennej czułości na zmiany naprężenia. Zaproponowano sposoby uwzględniania lokalnych różnic własności sprężystych przy badaniu kilku typowych materiałów hutniczych.

W przypadku szyn kolejowych produkowanych w Hucie Katowice dobrą zgodność wyników ultradźwiękowych i niszczących pomiarów naprężeń uzyskano wykorzystując do obliczenia poprawki na różnice własności sprężystych zasadę stałości modułu sprężystości objętościowej w stalowych materiałach walcowanych.

Zbadano przebiegi zmian temperaturowych prędkości różnych typów fal ultradźwiękowych w stali. Prędkość fal ultradźwiękowych maleje ze wzrostem temperatury. Zależność ta jest liniowa w szerokim zakresie zmian temperatury, a wielkość zmian prędkości fal w funkcji temperatury musi być uwzględniana przy ultradźwiękowych pomiarach naprężeń.

Istotne znaczenie w ultradźwiękowych pomiarach naprężeń własnych ma tekstura badanych materiałów. Przeprowadzono badania formowania się tekstury w procesie walcowania na zimno żelaza armco. Zbadano podstawowe własności akustyczne walcowanych blach stalowych. Związki między odkształceniem plastycznym, stopniem uporządkowania kierunków krystalograficznych monokrystalicznych ziarn stali i prędkością fal ultradźwiękowych pozwalają na ilościową ocenę tekstury na

podstawie pomiarów prędkości fal. O kształtowaniu się tekstury w czasie zgniotu decydują dyslokacyjne mechanizmy poślizgu. Z mechanizmem ruchu dyslokacji w polu fal ultradźwiękowych związane jest też obserwowane przy zgniole żelaza armco zjawisko zmniejszenia modułu sprężystości. Anizotropię własności sprężystych związaną z teksturą można odróżnić od anizotropii wywołanej obecnością naprężenia na podstawie badania częstotliwościowej zależności prędkości fal i obserwacji zmian współczynnika tłumienia fal poprzecznych przy obrocie płaszczyzny polaryzacji względem osi anizotropii. Współczynnik anizotropii naprężeniowej nie zależy od częstotliwości fali. Przy anizotropii związanej z wyróżnioną orientacją ziarn współczynnik tłumienia fal poprzecznych SH nie zależy od orientacji płaszczyzny polaryzacji fal względem kierunków anizotropii. W stalowych blachach z teksturą (symetria ortorombowa) można oddzielić anizotropię naprężeniową od anizotropii strukturalnej przez wykorzystanie własności unormowanych prędkości fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się w kierunku grubości blachy, albo za pomocą fal SH rozchodzących się równoległe do powierzchni blachy. Prędkości tych fal w blachach bez naprężeń są takie same gdy fale rozchodzą się w kierunku walcowania i w kierunku prostopadłym do kierunku walcowania.

Istniejące teorie opisujące rozchodzenie się fal ultradźwiękowych w sprężysto odkształconych ciałach stałych nie mogą być bezpośrednio stosowane do pomiaru naprężeń własnych w materiałach technicznych. W tensometrii ultradźwiękowej trzeba wykorzystywać doświadczalnie wyznaczone dla danego gatunku materiału przebiegi zależności naprężenie - prędkość fal ultradźwiękowych i brać pod uwagę niejednorodność i kierunkowy rozkład własności sprężystych, warunki rozchodzenia się impulsów fal ultradźwiękowych narzucone przez geometrię badanych przedmiotów i inne czynniki wpływające na prędkość rozchodzenia się fal sprężystych.

5) Wykorzystanie pomiarów czasu przejścia różnych typów fal ultradźwiękowych przez ustalony odcinek drogi w materiale znajdującym się w jednoosiowym lub płaskim dwuosiowym stanie

naprężenia pozwala na wyznaczenie bezwzględnych wartości naprężenia. Rodzaje wykorzystywanych fal i algorytmy obliczeniowe muszą uwzględniać specyfikę struktury materiału.

Opracowano metody pomiaru naprężeń w rubach, szynach, blachach i kołach kolejowych. Porównano wyniki badań ultradźwiękowych z wynikami uzyskanymi innymi metodami. Zaproponowano sposoby ultradźwiękowych pomiarów naprężeń własnych w walcach hutniczych. Zaproponowano sposoby i wykonano badania naprężeń spawalniczych i naprężeń szlifierskich. Metodykę pomiarów naprężeń w konstrukcjach spawanych przekazano do Instytutu Spawalnictwa w Gliwicach, metodę pomiaru naprężeń w śrubach wykorzystuje Zakład Remontowy Energetyki we Wrocławiu, sposób pomiaru naprężeń własnych w szynach stosuje się w Hucie Katowice do znormalizowanych badań odbiorczych szyn kolejowych [125].

6) Wykorzystując opracowane procedury ultradźwiękowych pomiarów naprężeń własnych i doświadczenia zebrane przy prowadzeniu pomiarów prędkości fal ultradźwiękowych w materiałach technicznych zbudowano ultradźwiękowy miernik naprężeń własnych przeznaczony do pomiarów podłużnych naprężeń w szynach kolejowych. Miernik ten pozwala na wyznaczenie bezwzględnej wartości naprężenia na podstawie zmierzonych czasów przejścia fal podłużnych i poprzecznych przez ustalone odcinki drogi w materiale szyny między głowicami odbiorczymi. Odpowiednie poprawki na temperaturę i niejednorodność własności sprężystych są uwzględniane automatycznie, a wartość naprężenia jest obliczana według zadanej procedury i wyświetlana na wskaźniku cyfrowym. Czas potrzebny na wykonanie jednego pomiaru wynosi około 1 minuty. Ultradźwiękowe mierniki naprężeń są od kilku lat wykorzystywane w Hucie Katowice do ciągłej kontroli naprężeń własnych w szynach kolejowych, przeszły pomyślnie wszystkie badania weryfikujące i zostały zaakceptowane. Badania eksploatacyjne mierników naprężeń były także przeprowadzone w zakładach produkujących szyny kolejowe koncernu Thyssen Stahl AG.

Za pomocą ultradźwiękowego miernika naprężeń przeprowadzono badania zmian obwodowych naprężeń własnych w

wieńcach monoblokowych kół kolejowych w wyniku efektów cieplnych występujących przy hamowaniu. Badania te wykonano na zlecenie Biura Badań Międzynarodowej Unii Kolejowej UIC-ORE. Było to pierwsze zastosowanie techniki ultradźwiękowej do śledzenia zmian naprężeń własnych w kołach kolejowych. Pomiarów stanowiskowe wykonane w Vitry s/Seine wykazały bardzo dobrą zgodność wyników ultradźwiękowych z wynikami badań rentgenowskich prowadzonych równolegle przez laboratorium kolei francuskich. Zgodność wyników była podstawą zaakceptowania metody ultradźwiękowej przez ORE i druga część programu badań obejmująca śledzenie zmian naprężeń własnych podczas hamowania w torze była wykonana tylko za pomocą mierników ultradźwiękowych. Próby zastosowania mierników ultradźwiękowych do pomiaru naprężeń własnych w kolejowych kołach odlewanych przeprowadzono w USA. Próby wypadły pomyślnie. Pomiar naprężenia obwodowego pozwala na technicznie uzasadnioną decyzję o wycofaniu, względnie skierowaniu do naprawy badanego koła. Trwają prace nad opanowaniem ultradźwiękowych pomiarów naprężeń w walcach hutniczych i nad zastosowaniem techniki ultradźwiękowej do pomiaru wzdłużnych sił powodujących wypaczanie się szyn w torze.

7) Ultradźwiękowa metoda pomiaru naprężeń własnych ma szereg własności sprawiających, że może być ona uważana w wielu zastosowaniach za równoważną w stosunku do uznanych klasycznych sposobów pomiaru naprężeń, a w niektórych przypadkach jest jedyną jaką można zastosować. Jest to metoda w pełni nieniszcząca. Za pomocą techniki ultradźwiękowej można badać naprężenia i na powierzchni i wewnątrz materiału. Umożliwia ona pomiar przyrostów naprężeń i bezwzględnych wartości naprężenia. Aparatura ultradźwiękowa do pomiarów naprężeń jest w znacznym stopniu uniwersalna chociaż często trudno ją przystosować do badania konkretnego przedmiotu.

LITERATURA

- [1] Sachs G., Der Nachweis innerer Spannungen in Stangen und Röhren. Zeitschrift für Metallkunde 1927, 9.
- [2] Davidenkov N.N., Izmerenije ostatocnych napriazhenij w trubach, Zurnal Tiejchničeskoj Fiziki, 1931, 1.
- [3] Mathar J., Ermittlung von Eigenspannungen durch Messung von Bohrlochverformungen. Archiv für das Eisenhüttenwesen, 1933, 7.
- [4] Birger N.A., Ostatocnyje napriazhenija. Mašgizdat, Moskwa 1963.
- [5] Hebda M., Wachal A., Trybologia, WNT, Warszawa 1980.
- [6] Maeder G., Lebrun J.L., Spraul J.M., Present possibilities for the X-ray diffraction method of stress measurement, NDT International, 14, 1981, 235.
- [7] Ruud C.O., A review of selected nondestructive methods for residual stress measurement, NDT International, 2, 1982, 15.
- [8] Allen A., Andreani C., Hutchings M.T., Windsor C.G., Measurement of internal stress within bulk materials using neutron diffraction. NDT International, 1981 nr.14.
- [9] Naumow S.L., Kurakin G.M., Elektromagnitnyj metod ocenki napriazhenij w ferromagnitnych swarnych šwach. Awtomatičeskaja swarka. 1968 nr.11.
- [10] Langman R., Measurement of the mechanical stress in mild steel by means of rotation of magnetic field strength. NDT International 1981 nr.14.
- [11] Magnetoelastic interaction provides a method for continuous evaluation of stress in moving ferromagnetic components, New equipment. NDT International, 1982 nr.15.
- [12] Rułka R., O możliwości wykorzystania zjawiska Berkhausena do nieniszczącego badania materiałów i wyrobów. Materiały VII KKBN. Referat K-6, Uniejów 1977.
- [13] Titto K., The use of Berkhausen noise in nondestructive testing: theory, background and experiment. American Stress Technologies Information Bulletin S 100S-B.
- [14] Nierazrusajuscyj kontrol materiałow i elementow konstrukcji. Naukowa dumka, Kijew 1981, Redaktor Guz A.N.
- [15] Rudakov V.N., Nikolaeva G.A., Microwave testing of nonmetals. Proc.10th WCNDT World Congress on NDT. Moscow 1982, V. 5.
- [16] Shibata M., Ono K., Magnetomechanical acoustic emission - a new method for non-destructive stress measurement. NDT International, 1981 nr.14.
- [17] Lipiński L., Ultrasonic detection of stresses. Proc. Ultrasound 81. Part III, Praha 1981.
- [18] Chern E.J., Heyman J.S., Determination of material stress from the temperature dependence of the acoustic natural

- velocity. Proc. IEEE Ultrasonic Symposium, Chicago 1981.
- [19] Buck O., Thompson R.B., Acoustic interactions with internal stresses in metals, Workshop on Nondestructive Evaluation of Residual Stress, 1976, 84.
- [20] Kwun H., A nondestructive measurement of residual bulk stresses in welded steel specimens by use of magnetically induced velocity changes for ultrasonic waves, Materials Evaluation, 44, December 1986, 1560.
- [21] Namkung M., Utrata D., Nondestructive residual stress measurements in railroad wheels using the magnetoacoustic test method. Proc. of "Review of progress in quantitative NDE" Fort Magruder Conference Center, Williamsburg, VA, June 21-26, 1987.
- [22] Hughes D.A., Kelly G.S., Second-Order Elastic Deformation of Solids. Phys.Rev. 92, 1953, 1145.
- [23] Stenz E., Mackiewicz M., Geofizyka ogólna. PWN, Warszawa 1964.
- [24] Benson R., Raelson V.G., Acoustoelasticity. Product Engineering, 1959 nr.29.
- [25] Toupin R., Bernstein B., Sound waves in deformed perfectly elastic materials, Acoustoelastic effect. J. Acoust. Soc. Am. 33, 1961, Nr.2, 216-225.
- [26] Thurston R.N., Brugger K., Third order elastic constants and velocity of small amplitude elastic waves in homogeneously stressed media, Phys.Rev. A, 133, 1964, A1604.
- [27] Green R.E., Treatise on materials science and technology. V.3 -Ultrasonic Investigation of Mechanical Properties. Academic Press, 1973.
- [28] Bobrenkow W.M., Wangeli M.S., Kucenko A.N., Akustičeskije metody kontrola nagražonnogo sostojanija materiala mašin. Štinca, Kišyniew 1981.
- [29] Murnagham T.D., Finite deformation of an elastic solid. J. Wiley and Sons, Inc., New York 1951.
- [30] Egle D.M., Bray D.E., Measurement of acoustoelastic and third-order elastic constants for rail steel, J. Acoust. Soc. Am., 60, 1976, 741.
- [31] Egle D.M., Bray D.E., Application of acousto-elastic effect to rail stress measurement, Materials Evaluation, March 1979, 41.
- [32] Truell R., Elbaum C.H., Chick B., Ultrasonic methods in solid state physics. Academic Press, London 1969.
- [33] Wehr J., Pomiary prędkości i tłumienia fal ultradźwiękowych, PWN, Warszawa 1972.
- [34] Kristal M.A., Pestow B.E., Dawidow W.W., Troickii W., Elektronnaja apparatura ultrazwukowych ustanowok dla issledowanija swoistw twiordogo tiela. Wyd. Energiia, Moskwa 1974.
- [35] Mc Skimin H.J., Notes references for the measurement of

- elastic moduli by means of ultrasonic waves. J.A.S.A. 1961 nr. 33.
- [36] Stańczyk W., Mizerski K., Deputat J., Pomiar czasu przejścia fal ultradźwiękowych z nanosekundową dokładnością. Prace XXX Otwartego Seminarium z Akustyki. Gdańsk 1983, t. II, 391. Wyd. PTA.
- [37] Kwaszczyńska-Klimek A., Szelażek J., Wpływ krawędzi na wyniki pomiarów czasu przejścia fal ultradźwiękowych, Materiały XIV KKBN, Kiekrz, Wyd. ITWL, Warszawa 1985, 81.
- [38] Adamski M., Kryterium minimalnej grubości w pomiarach czasu przejścia fal podpowierzchniowych. Materiały XIV KKBN, Kiekrz, Wyd. ITWL, Warszawa 1985, 11.
- [39] Deputat J. Ultradźwiękowy przyrząd do badania anizotropii mechanicznej i naprężeń w elementach płasko-równoległych. Patent PRL nr. 99399.
- [40] Adamski M., Deputat J., Muszyński J., Stańczyk W., Ultradźwiękowe badania naprężeń w rurociągach derywacyjnych elektrowni szczytowo-pompowej. Materiały XII KKBN, Rydzyna 1983, Wyd. SIMP, 111.
- [41] Deputat J., Ultradźwiękowe pomiary nprężeń spawalniczych. Przegląd Spawalnictwa nr. 7, 1984, 10 i nr. 8, 1984, 15.
- [42] Adamski M., Brokowski A., Stańczyk W., Stojanowski S., Pomiar naprężeń w węzłach konstrukcji koparki. Materiały XIII KKBN, Kozubnik 1984, 29.
- [43] Adamski M., Deputat J., Kwaszczyńska-Klimek A., Ultradźwiękowe badania złożonych stanów naprężeń. Prace XXX Otwartego Seminarium z Akustyki. Gdańsk 1983, t. II, 275. Wyd. PTA.
- [44] Deputat J., Kwaszczyńska-Klimek A., O polaryzacji fal poprzecznych, Materiały XIV KKBN, Kiekrz 1985, R-13, 45. Wyd. ITWL.
- [45] Richter H.U., Fischer C., Some properties of polarised shear waves. Proc. X World Congress on NDT, Moscow, 1982, 1A-37, 396.
- [46] Brokowski A., Deputat J., Ultradźwiękowe wyznaczanie anizotropii własności sprężystych wyrobów metalowych. Mechanik 4, 1977, 187.
- [47] Deputat J., Brokowski A., Refraktometr ultradźwiękowy, Patent PRL 107747 i Patent PRL 107631.
- [48] Kozakowski S., Effect of internal stress in castings on the change in ultrasonic wave velocities. Materiały FASE 80, t. I. Wyd. IPPT-PAN, Warszawa 1980, 225.
- [49] Raport dla Huty Katowice. IPPT-PAN, Warszawa 1982.
- [50] Adamski M., Deputat J., Strukturalna czułość współczynnika elastoakustycznego. Materiały XXVIII Otwartego Seminarium z Akustyki, Gliwice 1981, 21.
- [51] Deputat J., Ultradźwiękowe pomiary naprężeń. Materiały V KKBN, Koszalin 1976, 58.
- [52] Szymański J., Lenard W., Zjawisko elastoakustyczne w

- zeliwie szarym. Materiały X KKBN, Jadwisin 1980. Wyd. SIMP, 155.
- [53] Adamski M., O zależności elastoakustycznej w materiale anizotropowym. Materiały XIV KKBN, Kiekrz 1985, 17. Wyd. ITWL.
- [54] Besztak L., Pawłowski Z., Pomiar naprężeń własnych za pomocą powierzchniowych fal ultradźwiękowych. Materiały IX KKBN, Frombork 1979, 121.
- [55] Tietz H.D., Ultraschall-Messtechnik, VEB Verlag Technik, Berlin 1969.
- [56] Gorbunow B.J., Sapočkin W.A., Sycrev W.N., Ultrazvukovyje metody ocenki ostatocnych napriazhenii posle šlifovanija. Primenenie ultrazvuka k issledovaniju viescestva, 29, 1977, 176.
- [57] Adler L., Cook K.V., Dewy B.R., King R.T., The relationship between ultrasonic Rayleigh waves and surface residual stress. Material Evaluation, 35, 1977, 93.
- [58] Brokowski A., Deputat J., Nieniszczące badania naprężeń szlifierskich. Trybologia 5/6, 1983, 27.
- [59] Deputat J., Wykorzystanie zjawiska elasto-akustycznego do pomiarów naprężeń, Materiały XII Sympozjum Doświadczalnych Badań w Mechanice Ciała Stałego. Jadwisin 1986. Wyd. Komitet Mechaniki PAN, w druku.
- [60] Andrews K.W., Keightly R.L., Ultrasonics, 16, 1978, 205.
- [61] Hirao M., Fukuoka H., Hori K., Acoustoelastic effect of Rayleigh surface wave in isotropic material, Journal of Applied Mechanics, 48, 1981, 119.
- [62] Kristal M.A., Nikitin K.E., Fazowyj izmierzitel skorosti razprostranjenia poverchnostnych voln, Defektoskopija 2, 1979, 51.
- [63] Averbuch N.J., Bobrenko V.M., Kuskulec L.M., Ocenka uprugich i plastičeskich deformacji s pomošču poverchnostnych voln. Defektoskopija 6, 1971, 112.
- [64] Adamski M., Deputat J., Mizerski K., Stańczyk W., Techniczne zastosowania tensometrii ultradźwiękowej. Materiały XII KKBN, Rydzyna 1983, 75. Wyd. SIMP.
- [65] Adamski M., Brokowski A., Deputat J., Kwaszczyńska-Klimek A., Mizerski K., Własności akustyczne stali w płaszczu walców hutniczych. Materiały XV KKBN, Rynia 1986, 53. Wyd. IPPT-PAN.
- [66] Kwun H., A nondestructive measurement of residual bulk stresses in welded steel specimens by use of magnetically induced velocity changes for ultrasonic waves. Materials Evaluation 44, 1986, 1580.
- [67] Deputat J., Temperaturowa zależność predkości fal ultradźwiękowych w stali. Materiały X KKBN, Jadwisin 1980, 153.
- [68] Parnell ., Physical Acoustic, red. W.P. Mason, t. VI. Moskwa 1973, 167 (wydanie rosyjskie).

- [69] Adamski M., Deputat J., Ultradźwiękowe badania rozkładów własności sprężystych stali w obszarze spoiny. Materiały XIII KKBN, Rydzyna 1983. Wyd. SIMP Warszawa 1985, 103.
- [70] Brokowski A., Deputat J., Badania wpływu stopnia zgniotu na rozkład własności sprężystych w żelazie. Materiały XI KKBN, Opole 1982, 37. Wyd. SIMP Opole.
- [71] Granato A., Lücke K., Theory of mechanical damping due to dislocations. *J. Appl. Phys.* 27, 1956, 583.
- [72] Reuss A., *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 9, 1924, 49.
- [73] Voigt W., *Lehrbuch der Kristall Physik*, Traubner Verlag, Leipzig 1928.
- [74] Hill R., *Mech. Phys. Solids* 5, 1957, 229.
- [75] Alers G.A., Lin Y.C., Calculation of elastic anisotropy in rolled sheet. *Transact. Metallurg. Soc. AIME*, 236, 1966, 482.
- [76] Allen D.R., Sayers C.M., Neutron scattering studies of texture in mild steel, *NDT International*, October 1981, 263.
- [77] Sayers C.M., Ultrasonic velocities in anisotropic polycrystalline aggregates, *J. Phys. D., Appl. Phys.* 15, 1982, 2157.
- [78] Sayers C.M., Texture independent determination of residual stress in polycrystalline aggregates using Rayleigh waves, *J. Phys. D., Appl. Phys.* 17, 1984, L 179.
- [79] Lewandowski J., New approach to ultrasonic evaluation of texture. Proc. 11 World Conference on Nondestructive Testing, Las Vegas 1985, Vol.1, 83, Taylor Publ. Co., Dallas 1985.
- [80] Lewandowski J., Evaluation of texture of polycrystalline aggregate from ultrasonic measurements, *Ultrasonics*, March 1986, 73.
- [81] Adamski M., Brokowski A., Deputat J., Lewandowski J., Evaluation of texture with ultrasonic waves. Proc. 11 Conference on Nondestructive Testing, Las Vegas 1985, t. III, 1600, Taylor Publ. Co. Dallas 1985.
- [82] Speich G.R., Schwoeble A.J., Kapadia B.M., Elastic moduli of gray and nodular cast iron. *Journal of Applied Mechanics*, 47, 1980, 821.
- [83] Allen D.R., Sayers C.M., The measurement of residual stress in textured steel using an ultrasonic velocity combination technique. *Ultrasonic*, July 1984, 184.
- [84] Takechi H., Kato H., Nagashima S., *Trans. Metall. Soc. AIME*.
- [85] Bradfield G., Strength, elasticity and ultrasonics. *Ultrasonics*, July 1972, 166.
- [86] Deputat J., Zasady ultradźwiękowych pomiarów naprężeń własnych w materiałach technicznych. Materiały XI KKBN, Opole 1982. Wyd. IPPT-PAN, 93.

- [87] Deputat J., Dislocation contribution in acoustoelastic effect, *Archiv of Acoustics*, 1988 (w druku).
- [88] Newell G.F., *Quart. Appl. Math.* 41, 1958, 155.
- [89] Hikata A., Deputat J., Elbaum C., Dislocation interactions with phonons in sodium chloride in the temperature range 70K-300K *Phys. Rev. B*, 6, 1972, 4006.
- [90] Deputat J., Tłumienie ultradźwięków i zjawisko fotomechaniczne w kryształach NaCl, Praca doktorska, IPPT-PAN, Warszawa 1965.
- [91] Birger J.A., Razčot rezbovykh sojedinienii, Oborongiz., Moskawa 1959.
- [92] Deputat J., Ultradźwiękowe pomiary naprężeń w śrubach. *Materiały VII KKBN, Uniejów 1977. Wyd. SIMP.*
- [93] Deputat J., Ultrasonic technique for measuring stress in screws. *Proc. 9 World Conference on Nondestructive Testing. Melbourne 1979, Paper 4 EDD-2. Zgłoszenie patentowe P235656.*
- [94] Ostrasz M., Skibiński K., Ultradźwiękowe badania naprężeń w śrubach szpilkowych turbin parowych. *Materiały X KKBN, Jadwisin 1980. Wyd. IPPT-PAN, 159.*
- [95] Olczyk A., Bloch S., Ostrasz M., Ultradźwiękowy przyrząd cyfrowy typu STM-1 do pomiaru czasu przejścia fal ultradźwiękowych dla określenia naprężeń w śrubach szpilkowych. *Materiały XV KKBN, Kiekrz 1985. Wyd. ITWL, 103.*
- [96] Bickford J.H., Ultrasonic control of bolt preload, Piping codes and Test, Raymond Bolting Technology, Las Vegas 1985.
- [97] Yamamoto E., Motegi R., Direct stress measurement by ultrasound. *Proc. 9 World Conference on Non-Destructive Testing. Melbourne 1979, Paper 4E-9.*
- [98] Holt A.C., Johnson G.C., Auslander D., An ultrasonic technique for bolt-stress determination. To be published (private communication).
- [99] Deputat J., Opracowanie metody pomiaru naprężeń własnych w szynach metoda ultradźwiękową. Praca IPPT-PAN, Warszawa 1982.
- [100] Deputat J., Brokowski A., Sposób pomiaru naprężeń w elementach wzdłużnych. Zgłoszenie patentowe p-233856. Patrz także: Brokowski A., Deputat J., Ultrasonic measurements of residual stress in rails. *Proc. 11 World Conference on Nondestructive Testing. Las Vegas 1985. Vol. 1, 592. Taylor Publ. Co. Dallas, 1985.*
- [101] Struk S., Miernik A., Flak K., Rozkład naprężeń własnych w szynach kolejowych produkcji Huty Katowice. *Materiały V Konferencji Naukowo Technicznej Huty Katowice, tom II, Dąbrowa Górnicza 1985, 93.*
- [102] Bewertung des Ultraschallverfahrens zur Prüfung von Eigenspannungen in Eisenbahn Schienen. *Raport Huty Katowice dla ORE, 1984.*
- [103] Struk S., Miernik A., Flak K., Deputat J., Ocena metody

- ultradźwiękowej pomiaru naprężeń własnych w warstwie powierzchniowej szyn UIC 60 produkcji Huty Katowice. Ekspertyza SITPH nr.141/84.
- [104] Deputat J., Szelażek J., Zastosowanie głowic skośnych fal poprzecznych SH w badaniach ultradźwiękowych. Materiały XVI KKBN, Szczecin 1987 s.70.
- [105] Deputat J., Akustyczne pomiary naprężeń. Pomiary, Automatyka, Kontrola, 1976 nr.3, 92.
- [106] Adamski M., Deputat J., Ultradźwiękowe pomiary naprężeń własnych w blachach. Mechanik 4, 1983, 215.
- [107] Adamski M., Deputat J., Muszyński J., Stańczyk W., Ultradźwiękowe badania naprężeń w rurociągach derywacyjnych elektrowni szczytowo-pompowej. Materiały XII KKBN, Rydzyna 1983. Wyd. SIMP.
- [108] Zolotarskov A.F., Termiceski upročnienyje relsy. Moskwa, Transport 1978.
- [109] Timoschenko S., Goodier J.N., Teoria sprężystości. Warszawa, Arkady 1962.
- [110] Deputat J., Podstawy i zastosowania tensometrii ultradźwiękowej. Dozór Techniczny część I, 3, 1983, 95 i część II, 4, 1983, 142.
- [111] Wheel failure mechanisms of railroad cars. Interim Report. Office of Research and Development US Department of Transportation. TTC-040 (FRA-IR85) January 1986.
- [112] Deputat J., Opracowanie metody i wykonanie ultradźwiękowych badań naprężeń własnych w wieńcach kół monoblokowych. Raport dla COBiRTK. Warszawa 1987.
- [113] Rapport ORE D156/RP.4 Investigations concernant la mesure et l'amélioration du niveau des contraintes résiduelles. Utrecht, September 1987.
- [114] Mc Gonagle W.I., Yun S.S., Measurement of surface residual stress by nondestructive methods. Proc. 5th International Conference on Nondestructive Testing. Montreal 1967, 159.
- [115] Brokowski A., Deputat J., Nieniszczące pomiary naprężeń w technicznej warstwie wierzchniej przedmiotów szlifowanych. Materiały Szkoły Trybologicznej, Ryńia 1982. Wyd.ITWL.
- [116] Brokowski A., Pilarski A., Wykorzystywanie zagadnienia odwrotnego dla fal powierzchniowych w badaniach nieniszczących. Materiały XIII KKBN, Kozubnik 1984, 31.
- [117] Richardson I.M., Tittmann B.R., Estimation of surface layer structure from Rayleigh wave dispersion, II sparse data case-analytical theory. J. Appl. Phys. 48, 1977, 5111.
- [118] Brokowski A., Deputat J., Ultrasonic refractometry in materials evaluation. Proc. XX International Conference on Acoustic. Praha 1981, 185. Wyd.DT CSVTS.
- [119] Deputat J., O ultradźwiękowych pomiarach naprężeń własnych w walcach. Materiały XIV KKBN, Kierzk 1985. Wyd.ITWL, 37.
- [120] Deputat J., Ultrasonic studies of residual stress in Marichal-Ketin rolls. Raport IPPT dla Marichal-Ketin..

- Warszawa 1986.
- [121] Erprobung des polnischen Messgerätes DEERO 20 bei Thyssen Forschung Systemtechnik in DU-Hamborn. Raport Krup Stahl AG, Thyssen Stahl AG 241086. Duisburg 1986.
- [122] Deroche R.Y., Bourdon Y., Faessel A., Stress releasing and straightening of rails by stretching. Proc. Conf. de Sacilor Heavy Haul Railway, Colorado Springs, Septembre 1982, Ed. Sacilor 1982.
- [123] Miernik A., Flak K., Pomiar naprężeń własnych w szynach kolejowych za pomocą przyrządu UMN-10. Materiały XV KKBN, Rynia 1986, 371. Wyd. IPPT-PAN 1986.
- [124] Deputat J., Tłumienie dyslokacyjne w kryształach jonowych. Prace IPPT-PAN nr. 5 58/1980.
- [125] ZN-85/0646-14. Szyny normalnotorowe S 49 i UIC-60 ze stali konwertorowej obrabione cieplnie.

O Z N A C Z E N I A

- a - rozwarcie nacięcia
 $a_r (r=1,2,3)$ - początkowe współrzędne punktu
 $A = \pi \rho b^2$ - masa jednostki długości linii dyslokacji
 A_r - współczynnik określony wzorem (3)
 b - wektor Burgersa
 B - stała hamowania ruchu dyslokacji
 c_{ij} - stała sprężystości kryształu
 $C = 2Gb/\pi(1-\nu)$ - naprężenie linii dyslokacji
 d - średnica
 D - współczynnik anizotropii, dwójliwość
 D_o - współczynnik anizotropii, dwójliwość w stanie wyjściowym
 D_σ - współczynnik anizotropii, dwójliwość spowodowana naprężeniem
 D_T - współczynnik anizotropii, dwójliwość spowodowana teksturą
 D_R - współczynnik anizotropii dla fal powierzchniowych
 e_{rs} - nieskończenie małe odkształcenia
 E - moduł sprężystości podłużnej
 F - powierzchnia przekroju poprzecznego części gwintowanej śruby
 F_r - funkcja czasu określona wzorem (11)
 g - grubość
 G - moduł sprężystości poprzecznej
 h - godzina
 I - niezmienniki odkształcenia określone wzorami (7)
 k - współczynnik kształtu śruby
 $K = \lambda + \frac{2}{3}\mu$ - moduł sprężystości objętościowej
 l - długość (linii dyslokacji, śruby), stała sprężystości trzeciego rzędu
 L - średnia długość swobodna pętli dyslokacji
 L_c - średnia długość swobodna pętli dyslokacji między atomowymi punktami zamocowania
 L_N - średnia długość swobodna pętli dyslokacji między węzłami sieci dyslokacyjnej
 m - stała sprężystości trzeciego rzędu
 n - stała sprężystości trzeciego rzędu
 N - głowica nadawcza, impuls nadawczy
 N_s - składowe wektora jednostkowego

- $N(\xi)$ - funkcja rozkładu długości pętli dyslokacyjnych
 o - indeks odnoszący się do stanu początkowego
 O - głowica odbiorcza, impuls odebrany
 p - ciśnienie hydrostatyczne
 P - siła
 $q(\infty)$ - rozkład siły wzdłuż osi nakrętki
 r - promień
 R - indeks oznaczający fale powierzchniowe
 R_e - umowna granica sprężystości
 R_m - granica wytrzymałości doraźnej
 s - skok gwintu
 SH - oznaczenie fal poprzecznych spolaryzowanych równoległe do powierzchni
 t - czas
 Δt - przyrost czasu
 t_1 - czas przejścia fali podłużnej
 t_T - czas przejścia fali poprzecznej
 t_w^o - czas przejścia fal w materiale bez naprężenia
 t_w^w - czas przejścia fali w materiale wzorca
 t^σ - czas przejścia fal w materiale naprężonym
 T_{ij} - składowe tensora naprężenia
 u_{ij} ($i=1,2,3, j=1,2,3$) - odkształcenia główne
 U_r - funkcja opisująca falę płaską
 V - prędkość fazowa fal
 ΔV - przyrost prędkości
 V_o - prędkość fazowa fali w materiale w stanie początkowym (bez naprężeń)
 V_{ijk} ($i=1,2,3, j=1,2,3, k=1,2,3$) - prędkość fazowa fali rozchodzącej się w kierunku i , spolaryzowanej w kierunku j , przy naprężeniu w kierunku k
 V_L - prędkość fal podłużnych
 V_T - prędkość fal poprzecznych
 V_R - prędkość fal powierzchniowych
 w - współczynniki określające teksturę
 W - wysokość nakrętki
 $WC(\xi, \psi, \phi)$ - funkcja rozkładu kątów Eulera
 x, y, z - osie układu współrzędnych prostokątnych
 z - wielomian Legendra
 α - kąt

- α_i ($i=1,2,3$) - składowe odkształcenia skończonego
 β - współczynnik elastoakustyczny materiału
 β_{ijk} ($i=1,2,3, j=1,2,3, k=1,2,3$) - współczynnik elastoakustyczny materiału dla fal biegnących w kierunku i , spolaryzowanych w kierunku j przy naprężeniu działającym w kierunku k
 β_R - współczynnik elastoakustyczny dla fal powierzchniowych
 Γ - funkcja
 Δ - przyrost
 ϵ - odkształcenie (względna zmiana długości)
 $\xi = \cos\theta$ - współrzędna
 $\eta = \lambda / (\lambda + 2\mu)$
 η_{rs} - składowe odkształcenia skończonego i nieskończonego
 $\theta = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$ - suma odkształceń skończonych
 θ, ψ, ρ - kąty Eulera
 λ - długość fali
 λ, μ - stałe sprężystości Lamego (stałe drugiego rzędu)
 Λ - gęstość dyslokacji (długość linii w 1 cm^3 materiału)
 ν - stała Poissona
 Φ - gęstość energii odkształcenia
 ρ - gęstość masy
 σ - naprężenie
 σ_{ij} ($i=1,2,3, j=1,2,3$) - naprężenie główne
 σ_r - naprężenie promieniowe
 σ_θ - naprężenie obwodowe
 ω - częstotliwość kołowa
 ω_0 - częstotliwość rezonansowa pętli dyslokacji
 Ω - współczynnik kierunkowy

S P I S T R E Ś C I

1. Wstęp
 - 1.1. Istota i znaczenie naprężeń własnych
 - 1.2. Metody pomiaru naprężeń własnych
 - 1.3. Cel i zakres pracy
2. Zjawisko elastoakustyczne
3. Technika pomiaru prędkości fal ultradźwiękowych
 - 3.1. Nanosekundowy miernik czasu
 - 3.2. Głowice ultradźwiękowe
 - 3.3. Stopień polaryzacji fal poprzecznych
 - 3.4. Refraktometr ultradźwiękowy
4. Własności zjawiska elastoakustycznego w materiałach technicznych
 - 4.1. Zależności prędkość-naprężenie
 - 4.2. Niejednorodność własności sprężystych
 - 4.3. Wpływ temperatury na prędkość fal
5. Badania anizotropii akustycznej stali
 - 5.1. Kierunkowe rozkłady prędkości fal
 - 5.2. Tworzenie się anizotropii przy walcowaniu
 - 5.3. Własności defektu modułu sprężystości
 - 5.4. Związki tekstura-prędkość fal
 - 5.5. Akustyczne niezmienniki w stalowych materiałach walcowanych
 - 5.6. Ilościowa ocena tekstury na podstawie pomiarów prędkości
 - 5.7. Rozróżnienie źródeł anizotropii
 - 5.8. Stałość modułu sprężystości objętościowej
 - 5.9. Poprawka strukturalna
6. Efekt dyslokacyjny w zjawisku elastoakustycznym
 - 6.1. Badania doświadczalne
 - 6.2. Dyslokacyjne zmiany prędkości
 - 6.3. Dyskusja dyslokacyjnego udziału w zmianach prędkości
7. Pomiary naprężeń własnych w jednoosiowym stanie naprężenia
 - 7.1. Pomiary naprężeń w śrubach
 - 7.1.1. Zależności ogólne

- 7.1.2. Wyznaczanie wartości β i k
- 7.1.3. Obliczanie wartości współczynnika kształtu
- 7.1.4. Wykorzystanie różnicy $(\Delta t/t_0)^L - (\Delta t/t_0)^T$
- 7.1.5. Wykorzystanie wartości stosunku $(\Delta t/t_0)^L / (\Delta t/t_0)^T$
- 7.1.6. Wykorzystanie wartości stosunku t^T/t^L
- 7.2. Pomiary podłużnych naprężeń własnych w szynach
 - 7.2.1. Naprężenia własne w szynach
 - 7.2.2. Konstrukcja przyrządu
 - 7.2.3. Wyniki pomiarów
 - 7.2.4. O porównywaniu wyników pomiarów ultradźwiękowych i niszczących
- 8. Pomiary w dwuosiowym stanie naprężenia
 - 8.1. Zależności ogólne
 - 8.2. Próby uwzględniania wpływu tekstury
 - 8.3. Przykłady pomiarów naprężeń własnych
- 9. Pomiary naprężeń powierzchniowych
 - 9.1. Pomiar naprężeń szlifierskich
 - 9.2. Pomiary naprężeń w walcach hutniczych
- 10. Kierunki rozwoju
- 11. Podsumowanie i wnioski
 - Literatura
 - Oznaczenia
 - Spis treści