

INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

PRACA DOKTORSKA

Olga Wysocka-Fotek

**SZACOWANIE WIELKOŚCI I POŁOŻENIA
DEFEKTÓW PODPOWIERZCHNIOWYCH ZA
POMOCAŁ IMPULSOWEJ TERMOGRAFII
PODCZERWIENI**

Promotor: prof. dr hab. inż. Wiera Oliferuk

Zakład Mechaniki MateriałóW
Laboratorium Termoplastyczności

WARSZAWA 2011

SPIS TREŚCI

Streszczenie	4
Abstract	7
1. Geneza pracy	10
2. Istota termografii podczerwieni	12
2.1. Wyznaczanie pola temperatury na podstawie detekcji promieniowania podczerwonego, emitowanego przez powierzchnię ciała rzeczywistego	16
2.2. Przykłady zastosowań biernej termografii podczerwieni	19
3. Aktywna termografia podczerwieni	22
3.1. Prawa opisujące przewodzenie ciepła	23
3.2. Termografia impulsowa	25
3.3. Termografia modulacyjna	29
3.4. Termografia impulsowo-fazowa	32
3.5. Wibrotermografia	34
4. Analiza prac dotyczących zastosowania termografii impulsowej do wykrywania defektów w podpowierzchniowej warstwie materiału	36
4.1. Metody szacowania wielkości defektu	36
4.2. Metody szacowania położenia defektu pod powierzchnią badanego materiału	39
4.3. Zastosowanie symulacji numerycznych do wykrywania i wyznaczania położenia defektów w podpowierzchniowej warstwie materiału	51
5. Cele i zakres pracy	58

6. Badania rozkładu temperatury na powierzchni materiału uprzednio nagrzanego impulsem cieplnym	60
7. Szacowanie średnicy i głębokości symulowanych defektów	66
7.1. Szacowanie średnicy defektu	83
7.2. Szacowanie głębokości defektu	91
7.3. Dokładność szacowania wielkości i głębokości defektów	95
8. Podsumowanie	96
9. Literatura	99
Dodatek A: Zależność temperatury od czasu stygnięcia powierzchni materiału jednorodnego, nagrzanego impulsem cieplnym o skończonym czasie trwania	106
Dodatek B: Określenie powierzchniowej gęstości energii absorbowanej przez powierzchnię materiału podczas jej stymulacji impulsem cieplnym	110

Streszczenie

Niniejsza praca jest poświęcona szacowaniu wielkości i odległości od powierzchni defektów znajdujących się w warstwie podpowierzchniowej materiału przy zastosowaniu impulsowej termografii podczerwieni. Ta termografia polega na wyznaczeniu i analizie rozkładu temperatury na powierzchni badanego materiału w czasie jej stygnięcia, po uprzednim równomiernym jej nagraniu impulsem cieplnym. Jeżeli badany materiał zawiera defekty o dyfuzyjności cieplnej różnej od dyfuzyjności osnowy, to po nagraniu jego powierzchnia będzie stygnąć nierównomiernie. Temperatura powierzchni nad defektem będzie różnić się od temperatury powierzchni materiału jednorodnego, co umożliwia detekcję defektu. Rozkład temperatury na stygnącej powierzchni materiału nad defektem zależy zarówno od wielkości jak i od jego odległości od badanej powierzchni, co utrudnia wyznaczenie wspomnianych wielkości.

Istotą przedstawianej pracy jest znalezienie mierzalnej wielkości fizycznej, która w określonych warunkach, zależałaby tylko od wielkości defektu, co umożliwiłoby jej wyznaczenie. Mając oszacowaną wielkość defektu, jego głębokość można wyznaczyć na podstawie analizy procesu stygnięcia badanej powierzchni.

Praca ma charakter eksperymentalny, składa się z dziewięciu rozdziałów i dwóch dodatków.

Rozdział pierwszy został poświęcony genezie rozprawy.

W rozdziale drugim zawarto opis praw i zjawisk stanowiących podstawę termografii podczerwieni oraz przykłady zastosowania biernej termografii podczerwieni w wybranych dziedzinach przemysłu, nauki i medycyny.

Trzeci rozdział poświęcony jest termografii aktywnej. Polega ona na badaniu termicznej odpowiedzi materiału na zewnętrzną stymulację cieplną. W zależności od sposobu stymulacji oraz przetwarzania i analizy danych termograficznych wyróżnia się kilka rodzajów termografii aktywnej. Omówiono istotę termografii aktywnej, rodzaje oraz przykłady jej zastosowań do wykrywania defektów znajdujących się w warstwie podpowierzchniowej materiału.

W rozdziale czwartym zaprezentowano analizę literatury dotyczącej wykrywania, szacowania głębokości oraz wielkości defektów w podpowierzchniowej warstwie materiału przy użyciu termografii impulsowej. Na podstawie tej analizy stwierdzono, że problem wykrywania defektów w podpowierzchniowej warstwie materiału, czyli stwierdzeniu obecności lub ich braku jest rozwiązany. Natomiast nie ma metody, która pozwoliłaby oszacować wielkość wykrytego defektu oraz określić jego odległość od badanej powierzchni. Wynika to z faktu, że odpowiedź termiczna powierzchni materiału na uprzednie jej nagrzanie impulsem cieplnym zawiera informację o podpowierzchniowej warstwie materiału, zależy ona zarówno od wielkości jak i głębokości defektu. Wpływ tych dwóch wielkości na rozkład temperatury na powierzchni badanego materiału jest sprzężony.

W rozdziale piątym sformułowano cele rozprawy, wynikające z analizy opublikowanych w literaturze prac dotyczących zastosowania termografii impulsowej do badania materiałów zawierających defekty.

W rozdziale szóstym przedstawiono wykorzystanie rozwiązania jednowymiarowego równania różniczkowego przewodzenia ciepła dla jednorodnej półprzestrzeni do wykrywania defektów w podpowierzchniowej warstwie materiału. Rozwiązanie to można znaleźć w podręczniku Luikova [9]. Dotyczy ono problemu przewodzenia ciepła w głąb półprzestrzeni, której powierzchnię nagrzano równomiernie krótkim impulsem cieplnym przy założeniu, że proces jej stygnięcia zachodzi wyłącznie na drodze przewodzenia ciepła. Zgodność zależności temperatury badanej powierzchni od czasu wyznaczonej doświadczalnie z zależnością teoretyczną świadczy o braku defektów, odstępstwo zaś wskazuje na ich obecność. Metoda ta jest najczęściej wykorzystywana do wykrywania rozwarstwienia laminatów, ponieważ zwykle głębokość, na której może się pojawić rozwarstwienie jest znana. Wynika ona, bowiem, ze struktury materiału.

Siódmy rozdział dotyczy szacowania średnicy i głębokości symulowanych defektów w stali austenitycznej 316L za pomocą termografii impulsowej. W badanej próbce wykonano płaskie nieprzelotowe otwory o średnicach: 3 mm, 4 mm, 5 mm, 10 mm znajdujące się na różnych głębokościach, symulujące podpowierzchniowe defekty. Jak już wspomniano, rozkład temperatury na badanej, uprzednio

stymulowanej cieplnie, powierzchni zależy zarówno od wielkości jak i od głębokości defektu. Zatem, rozkład odpowiednio zdefiniowanego, kontrastu temperaturowego także zależy od obu tych parametrów. W niniejszej pracy zaproponowano dwie niezależne metody eksperymentalne. Jedna z nich umożliwia oszacowanie wielkości defektu, druga - jego odległości od powierzchni badanego materiału.

Wielkość defektu została oszacowana na podstawie powierzchniowego rozkładu pochodnej temperatury względem czasu stygnięcia. Znając wielkość defektu, jego głębokość szacowano na podstawie zależności kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia powierzchni. W trakcie badań okazało się, że jednoznaczne określenie wspomnianej zależności jest możliwe jedynie w zakresie czasu stygnięcia, w którym na wartość kontrastu temperaturowego na badanej powierzchni nie wpływa temperatura obszarów materiału jednorodnego na przeciwległej powierzchni próbki. Na podstawie analizy przeprowadzonej w niniejszej pracy wyznaczono, dla danych warunków eksperymentu, przedział czasu stygnięcia próbki, przy którym taki wpływ jest pomijalnie mały. Ten aspekt rozprawy wydaje się być nowy na tle doniesień literaturowych, bowiem nie znaleziono publikacji, w której ten problem byłby rozpatrywany.

Pracę kończy podsumowanie (rozdział ósmy), bibliografia (rozdział dziewiąty) oraz dodatki. W dodatku pierwszym przedstawiono rozwiązanie równania różniczkowego przewodzenia ciepła dla jednowymiarowego modelu półprzestrzeni, której powierzchnię nagrzano równomiernie impulsem cieplnym o skończonym czasie trwania. To rozwiązanie może być przydatne wtedy, gdy nie ma możliwości wygenerowania impulsu stymulującego o stosunkowo krótkim czasie trwania (kilku *ms*). Dodatek drugi poświęcony jest wyznaczeniu wartości powierzchniowej gęstości energii, którą zaabsorbowała próbka podczas nagrzewania jej powierzchni impulsem cieplnym. Znajomość tej wartości, dla zadanych warunków eksperymentu, jest konieczna do sformułowania warunków początkowych przy analizie numerycznej problemu, która jest poza zasięgiem niniejszej rozprawy.

Abstract

In this thesis the size and distance from the tested surface of defects in austenitic steel were estimated using pulse IR thermography. In this technique the surface of the tested material is stimulated by a heat pulse and its cooling process is analyzed. During this process the temperature decrease rate is different for surface over defect with comparison to that over the sound material. It is caused by a difference between values of heat diffusivity of defected zone and the sound one. Thus the time dependence of the temperature distribution on a surface over defect is different as compared to that over the sound material. This difference as an indicator of the defect presence can be used.

The time dependence of the temperature distribution on a surface over defect is dependent on both its size and the distance from the tested surface. Therefore, the determination of these two parameters is difficult.

The objective of this thesis is to propose two independent experimental methods of defect size and depth reconstruction.

The presented thesis contains 9 chapters and 2 appendixes.

In chapter 1 the genesis of the thesis is presented.

Chapter 2 comprises foundations of the non-contact method of the temperature measurement and the example of the applications of the passive thermography in industry, science and medicine.

The chapter 3 is devoted to the active IR thermography, which requires a stimulation of the surface of the tested material. Depending on the type of excitation there are several techniques of active IR thermography. The method can be applied for detection of subsurface defects having different thermal properties with respect to the sound material (delaminations, cracks, voids, etc.).

Chapter 4 presents the analysis of papers concerning the methods of the defect size and depth determination using pulse IR thermography. In recent years the pulse IR thermography has been widely used to the detection of subsurface defects in the material. But in the literature the quantitative characteristic of defect not exist, because

the influence of both defect size and depth on the temperature distribution on the tested surface over defect zone is coupled.

Chapter 5 contains the objectives of this thesis.

In chapter 6 the solution of the differential heat conduction equation when the surface of the homogenous semi-infinite body was heated uniformly by a pulse with infinitesimal duration is presented. The theoretical formula was obtained assuming that after heat stimulation the cooling process of the surface is caused only by heat conduction. The time dependence of the temperature distribution on a surface over sound material can be the same as theoretical, deflection from these dependence indicates a presence of defects in the tested material. The method can be applied to the detection of delaminations in the laminated materials.

In chapter 7 the reconstruction of size and depth of simulated defects in austenitic steel 316L using pulsed IR thermography is presented. The specimen made of austenitic steel plate with flat bottom holes was prepared. The diameters of defects were equal to: 3 mm, 4 mm, 5 mm, 10 mm and were located at the different depths.

After stimulation by heat pulse, the temperature distribution on the surface over defect zone is dependent on both the size and distance from the surface and these parameters are coupled. Thus, two independent experimental methods of the defect size and depth determination were proposed.

On the basis of time dependence of temperature distribution on the tested surface, the thermal contrast vs. cooling time for defects of different size and depth are calculated. To analyze time relationships of thermal contrast, the range of the cooling time, in which the value of the temperature contrast on tested surface is not influenced by the opposite surface of the sound material of the specimen, was determined. Up to now this problem was not considered in the literature.

The defect size was reconstructed from the distribution of the time derivative of the surface temperature. The defect depth was assessed from the dependence of the standard thermal contrast vs. cooling time.

In chapter 8 the summary of the thesis and in chapter 9 references are presented. The thesis contains 2 appendixes. In appendix 1 the solution of the differential heat conduction equation when the surface semi-infinite body was heated uniformly by a

heat pulse with a finite duration is presented. The appendix 2 presented the determination of the energy absorbed by tested material using pulse IR thermography.

1. Geneza pracy

Gwałtowny rozwój techniki w ostatnich dziesięcioleciach doprowadził do powstania bardzo złożonych obiektów, takich jak: elektrownie atomowe, statki kosmiczne, nowoczesne samoloty, statki morskie oraz mosty. Funkcje przypisane tego typu obiektom wymagają, by ich jakość była niezwykle wysoka, ponieważ ich awarie prowadzą do katastrof, w których giną ludzie. Istotny wpływ na jakość tych obiektów mają materiały, z których wykonuje się poszczególne elementy. To stwarza potrzebę opracowania nowych, nieniszczących metod badania materiałów, a także potrzebę ciągłego rozwijania i doskonalenia metod już istniejących. Do tych ostatnich zalicza się, znana od dawna, metoda pomiaru temperatury oparta na detekcji promieniowania podczerwonego.

Zakres długości fal promieniowania podczerwonego jest określany umownie. Zwykle przyjmuje się, że rozciąga się on od 0,8 do 100 μm . W podczerwieni zawierają się spektralne maksima zdolności emisyjnej ciał w szerokim zakresie temperatury od kilku do 1000 K .

Zgodnie z prawem Stefana-Boltzmann'a jednostka powierzchni ciała doskonale czarnego o temperaturze T (w skali bezwzględnej) emituje, w całym zakresie spektralnym, promieniowanie o mocy:

$$W(T) = \int_0^{\infty} g(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4, \quad (1.1)$$

gdzie: σ - stała Stefana-Boltzmann'a, równa $5,67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$,

$g(\lambda, T)$ - moc promieniowania w przedziale długości fali od λ do $\lambda + \Delta\lambda$ emitowanego przez jednostkę powierzchni ciała doskonale czarnego (zdolność emisyjna ciała doskonale czarnego),

T - temperatura ciała doskonale czarnego w skali bezwzględnej,

λ - długość fali.

Prawo to jest podstawą bezkontaktowej metody pomiaru temperatury. Wyznaczanie temperatury na podstawie detekcji promieniowania podczerwonego nazwano termografią podczerwieni. Obecna technika umożliwia rejestrację rozkładu

temperatury na badanej powierzchni poprzez bezkontaktowy pomiar mocy promieniowania podczerwonego, emitowanego przez poszczególne punkty tej powierzchni.

W ostatnim dziesięcioleciu w wielu światowych ośrodkach naukowych podjęto prace nad wykorzystaniem termografii podczerwieni do wykrywania podpowierzchniowych defektów badanego materiału.

Jeśli powierzchnia materiału zawierającego defekty, których właściwości cieplne różnią się od właściwości materiału, zostanie nagrzana, to proces jej stygnięcia będzie przebiegał inaczej niż w sytuacji, gdy materiał jest jednorodny (nie zawierający defektów). Zatem, rozkład temperatury na powierzchni materiału zawierającego defekty będzie inny niż na powierzchni materiału jednorodnego. Tę różnicę wykorzystuje się do wykrywania podpowierzchniowych defektów.

Termografia podczerwieni z zastosowaniem stymulacji cieplnej nazywa się termografią aktywną. Jednym ze sposobów stymulacji jest nagrzewanie powierzchni impulsem cieplnym; wówczas mamy do czynienia z termografią impulsową.

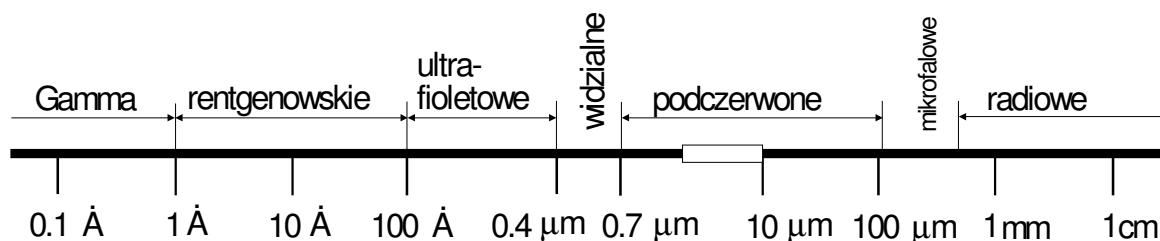
Celem niniejszej pracy jest znalezienie, przy użyciu termografii impulsowej, mierzalnych parametrów, które można wykorzystać do oszacowania wielkości i położenia defektów znajdujących się pod powierzchnią badanego materiału.

Precyzyjne sformułowanie tego celu zostało przedstawione w piątym rozdziale rozprawy, bowiem wynika ono z analizy opublikowanych w literaturze prac dotyczących zastosowania termografii impulsowej do badania materiałów zawierających defekty.

2. Istota termografii podczerwieni

Promieniowanie elektromagnetyczne w zakresie podczerwonym zostało wykryte w 1800 r. przez angielskiego astronoma Federicka Williama Herschela. Wybierając materiał na filtr optyczny, zmniejszający jasność obrazu w teleskopie przy obserwacji Słońca zauważył on, że termometr umieszczony poza czerwoną granicą widma widzialnego wskazuje wyższe wartości temperatury niż termometr umieszczony w widzialnym zakresie widma. Z tego wynikało, że oko człowieka reaguje tylko na część spektralnego zakresu promieniowania Słońca oraz że z obszarem czerwieni widzialnej łączy się obszar promieniowania niewidzialnego. Obszar ten Herschel nazwał „niewidzialnym widmem termometrycznym” (ang.: *invisible thermometrical spectrum*), a nowo odkryte promieniowanie „ciemnym ciepłem” lub „promieniami niewidzialnymi” (ang.: *invisible rays*) [1].

Późniejsze badania wykazały, że promieniowanie „termometryczne” jest promieniowaniem elektromagnetycznym (rys. 2.1) i że moc tego promieniowania zależy od temperatury emitującej powierzchni.



Rys. 2.1. Zakres fal promieniowania elektromagnetycznego.

Pojawiła się, więc możliwość bezkontaktowego pomiaru temperatury opartego na detekcji promieniowania elektromagnetycznego. Do opisu zjawisk emisji i absorpcji promieniowania służą następujące wielkości fizyczne: zdolność emisyjna i zdolność absorpcyjna ciała. Zdolność emisyjna ciała $e(\lambda, T)$ jest to energia emitowana przez jednostkę powierzchni ciała o temperaturze T w jednostce czasu, w jednostkowym przedziale długości fali [2],

$$e(\lambda, T) = \frac{dW_{prom}}{d\lambda}, \quad (2.1)$$

gdzie: dW_{prom} - energia promieniowania elektromagnetycznego wysłanego w ciągu jednostki czasu przez jednostkę powierzchni ciała w przedziale długości fali od λ do $\lambda + d\lambda$.

Zdolność absorpcyjna ciała $a(\lambda, T)$ określa, jaka część energii promieniowania elektromagnetycznego dW o długości fali w przedziale od λ do $\lambda + d\lambda$, padającego w jednostce czasu na jednostkę powierzchni, zostaje pochłonięta [2],

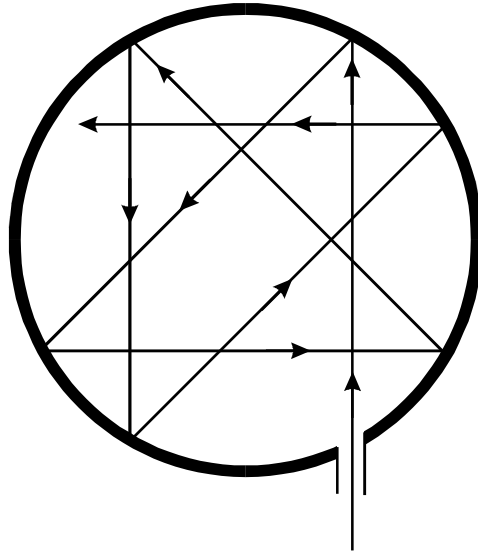
$$a(\lambda, T) = \frac{dW_{poch}}{dW}, \quad (2.2)$$

gdzie: dW_{poch} - energia promieniowania elektromagnetycznego, w przedziale długości fali od λ do $\lambda + d\lambda$, pochłoniętego w jednostce czasu przez jednostkę powierzchni, na którą pada promieniowanie o mocy dW .

Fizyk niemiecki Gustav Robert Kirchhoff (1824-1887) wykazał, że stosunek zdolności emisyjnej do zdolności absorpcyjnej nie zależy od rodzaju powierzchni emitującej i jest uniwersalną funkcją długości fali i temperatury ciała [2],

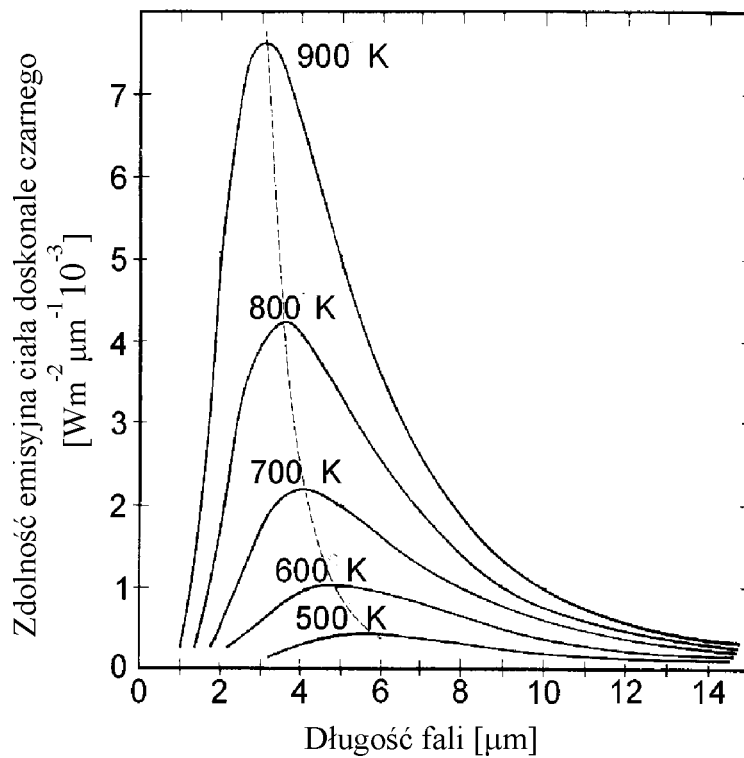
$$\frac{e(\lambda, T)}{a(\lambda, T)} = g(\lambda, T). \quad (2.3)$$

Zależność (2.3) nazwano prawem Kirchhoffa. Wynika z niego, że gdyby istniało ciało, którego zdolność absorpcyjna $a(\lambda, T)$ równałaby się jedności, to zdolność emisyjna powierzchni tego ciała odpowiadałaby uniwersalnej funkcji $g(\lambda, T)$. Takie ciało nazwano ciałem doskonale czarnym. Ciała doskonale czarne w przyrodzie nie ma. Można natomiast wykonać jego model. Takim modelem jest na przykład kulista wnęka z małym otworem (rys. 2.2). Model ten tym lepiej spełnia własności ciała doskonale czarnego, im stosunek powierzchni wnęki do powierzchni otworu jest większy.



Rys. 2.2. Model ciała doskonale czarnego.

Wyznaczony eksperymentalnie spektralny rozkład zdolności emisyjnej modelu ciała doskonale czarnego o różnych wartościach temperatury przedstawiono na rys. 2.3.



Rys. 2.3. Widmo promieniowania ciała doskonale czarnego dla różnych wartości temperatury [3].

Charakterystyczną cechą zależności $g(\lambda)$ dla poszczególnych wartości temperatury jest istnienie maksimum. Ze wzrostem temperatury ciała doskonale czarnego, maksimum to przesuwa się w kierunku coraz krótszych fal. To przesunięcie opisał niemiecki fizyk Wilhelm Wien (1864–1928). Spełnia ono następującą zależność [2]:

$$\lambda_m T = b, \quad (2.4)$$

gdzie: λ_m - długość fali, dla której zdolność emisyjna ciała doskonale czarnego jest maksymalna,

b - stała Wiena, równa ok. $2,898 \cdot 10^{-3} m \cdot K$,

T - temperatura ciała (w skali Kelvina).

Równanie (2.4) nazwano prawem Wiena.

Okazuje się, że dla wartości temperatury, z którymi mamy do czynienia w życiu codziennym, maksimum zależności $g(\lambda)$ zawiera się w zakresie promieniowania podczerwonego.

Obliczając pole powierzchni pod krzywymi jak na rys. 2.3, Joseph Stefan (1835–1893) wykazał, że moc promieniowania elektromagnetycznego, emitowanego przez powierzchnię ciała doskonale czarnego w całym zakresie długości fali, jest jednoznacznie funkcją temperatury (patrz równanie 1.1). Do takiego samego wniosku doszedł, na drodze rozważań teoretycznych Ludwig Boltzmann (1844–1906). Zależność ta, została więc nazwana prawem Stefana–Boltzmanna. Jak już wspomniano, prawo to jest podstawą bezkontaktowego pomiaru temperatury ciała doskonale czarnego. Mierząc powierzchniowy rozkład mocy promieniowania podczerwonego, emitowanego przez ciało doskonale czarne, można wyznaczyć rozkład temperatury na jego powierzchni.

2.1. Wyznaczanie pola temperatury na podstawie detekcji promieniowania podczerwonego, emitowanego przez powierzchnię ciała rzeczywistego

Powierzchnia ciała rzeczywistego charakteryzuje się tym, że oprócz zjawiska pochłaniania i emisji mamy do czynienia z odbiciem i przepuszczaniem padającego nań promieniowania.

Dla danej temperatury powierzchni, zależność między wielkościami charakteryzującymi zjawiska odbicia, pochłaniania i transmisji padającego na nią promieniowania elektromagnetycznego jest następująca:

$$r + a + p = 1, \quad (2.5)$$

gdzie: r, a, p są to odpowiednio stosunki mocy promieniowania o długości fali λ odbitego od powierzchni ciała, pochłoniętego i przechodzącego przez ciało, do mocy promieniowania o takiej samej długości fali λ padającego na powierzchnię.

Dla ciała nieprzeźroczystego współczynnik $p = 0$ i powyższe równanie upraszcza się do postaci:

$$r + a = 1. \quad (2.6)$$

Zatem, zdolność absorpcyjna powierzchni ciała rzeczywistego ($r > 0$) o danej temperaturze musi być mniejsza od zdolności absorpcyjnej ciała doskonale czarnego o tej samej temperaturze.

Wszystkie zależności opisujące wymianę energii między ciałem a jego otoczeniem zakładają, że badane ciało jest w stanie równowagi termodynamicznej ze swoim otoczeniem. Znaczy to, że w warunkach równowagi moc wypromieniowana przez jednostkę powierzchni danego ciała jest równa mocy przez nią pochłoniętej, czyli:

$$a = \varepsilon, \quad (2.7)$$

gdzie: ε - emisyjność definiowana, jako stosunek mocy promieniowania emitowanego przez jednostkę powierzchni ciała rzeczywistego o określonej temperaturze do mocy promieniowania emitowanego przez jednostkę powierzchni ciała doskonale czarnego o tej samej temperaturze.

Zatem, prawo Stefana–Boltzmann dla powierzchni ciał rzeczywistych ma postać:

$$W(T) = \varepsilon \sigma T^4. \quad (2.8)$$

Maksymalna wartość emisyjności, podobnie jak zdolności absorpcyjnej jest równa 1 i jest to emisyjność ciała doskonale czarnego. Wartości emisyjności powierzchni ciał rzeczywistych są większe od zera i mniejsze od jedności ($0 < \varepsilon < 1$).

Z zależności (2.8) wynika, że do wyznaczenia temperatury powierzchni ciała rzeczywistego metodą detekcji promieniowania podczerwonego trzeba znać wartość ε . Aby zmierzyć moc promieniowania emitowanego przez badaną powierzchnię należy zogniskować je na powierzchni detektora promieniowania podczerwonego. Do detekcji promieniowania podczerwonego służą elementy półprzewodnikowe, które przetwarzają energię tego promieniowania na sygnał elektryczny. Są to detektory tego promieniowania. Obecnie wykorzystuje się detektory wieloelementowe, które mogą być ułożone wzdłuż linii lub tworzyć dwuwymiarowe matryce. Zastosowanie takich elementów eliminuje potrzebę stosowania skomplikowanych układów skanujących i pozwala na jednoczesne odwzorowywanie na matrycowym detektorze rozkładu mocy promieniowania emitowanego przez poszczególne punkty badanej powierzchni. Powstały na wyjściu detektora analogowy sygnał elektryczny jest wzmacniany, a następnie podawany na wejście przetwornika analogowo–cyfrowego, sprzężonego z kamerą, gdzie jest on przetwarzany na sygnał cyfrowy, co umożliwia zapisanie obrazów termicznych w pamięci komputera. Obrazy termiczne są powierzchniowymi rozkładami mocy promieniowania podczerwonego, emitowanego przez badaną powierzchnię. Cały układ pomiarowy składający się z kamery podczerwieni (której „sercem” jest detektor), komputera wraz z kablami przesyłającymi sygnał z kamery do komputera oraz z odpowiedniego komputerowego oprogramowania przyjęto nazywać systemem termograficznym [3].

Sygnał s na wyjściu termografu wywołany promieniowaniem emitowanym przez powierzchnię ciała rzeczywistego, nieprzeźroczystego dla promieniowania podczerwonego ma postać [4]:

$$s = \varepsilon f(T_0) + (1 - \varepsilon) f(T_a), \quad (2.9)$$

gdzie: $f(T_0)$ - sygnał na wyjściu termografu odpowiadający mocy promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze T_0 równej temperaturze badanej powierzchni,

$f(T_a)$ - sygnał na wyjściu termografu odpowiadający mocy promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze równej temperaturze otoczenia T_a ,

ε - emisyjność badanej powierzchni.

Równanie (2.9) składa się z dwóch członów, pierwszy $\varepsilon f(T_0)$ zależy od temperatury T_0 i emisyjności ε badanego materiału, drugi: $(1-\varepsilon)f(T_a)$ zależy także od emisyjności oraz od temperatury otoczenia T_a i jest on wywołany promieniowaniem pochodzącym od otoczenia.

Powyższe równanie zawiera dwie niewiadome: ε , T_0 . Aby wyznaczyć temperaturę T_0 należy znać wartość emisyjności ε badanej powierzchni lub pokryć powierzchnię substancją o znanej emisyjności. Przykładami takich substancji są sadza lub grafit. Wartość emisyjności grafitu jest bliska jedności. Krzywa $f(T)$ jest krzywą kalibracji danego termografu [4]. Mając krzywą kalibracji $f(T)$, znając temperaturę otoczenia T_a oraz emisyjność ε badanej powierzchni możemy wyznaczyć rozkład temperatury na tej powierzchni. Odpowiednią krzywą skalowania, wartości emisyjności badanej powierzchni i temperatury otoczenia wprowadza się do programu komputerowego, zawartego w systemie termograficznym. Program ten przetwarza zarejestrowany rozkład mocy promieniowania podczerwonego emitowanego przez badaną powierzchnię na rozkład temperatury.

Rozwój metod pomiaru temperatury opartych na detekcji promieniowania podczerwonego przypada na okres II Wojny Światowej, a pierwsze zastosowania niemilitarne to początek lat sześćdziesiątych ubiegłego wieku. Obecnie termografia podczerwieni jest szeroko stosowana w wielu dziedzinach: w nauce, w medycynie, w przemyśle itp.

Jak już wspomniano, w ostatnim dziesięcioleciu gwałtownie rośnie zainteresowanie nieniszczącymi metodami badań, a wraz z nim metodami wykorzystującymi aktywną termografię podczerwieni do wykrywania defektów w

szerokiej klasie materiałów. Jednakże metoda ta nadaje się jedynie do wykrywania defektów podpowierzchniowych. Istotą tych badań jest analiza termicznej odpowiedzi materiału na stymulację zewnętrznym źródłem energii [3] (patrz rozdział 3). Odpowiedź badanego materiału na tą stymulację zawiera informacje o obszarach różniących się właściwościami cieplnymi od osnowy (np. delaminacjach, wtrąceniach, pęknięciach, itp.). Pojawienie się termografii aktywnej sprawiło, że bezkontaktową metodę pomiaru temperatury na podstawie detekcji promieniowania podczerwonego nazwano termografią bierną.

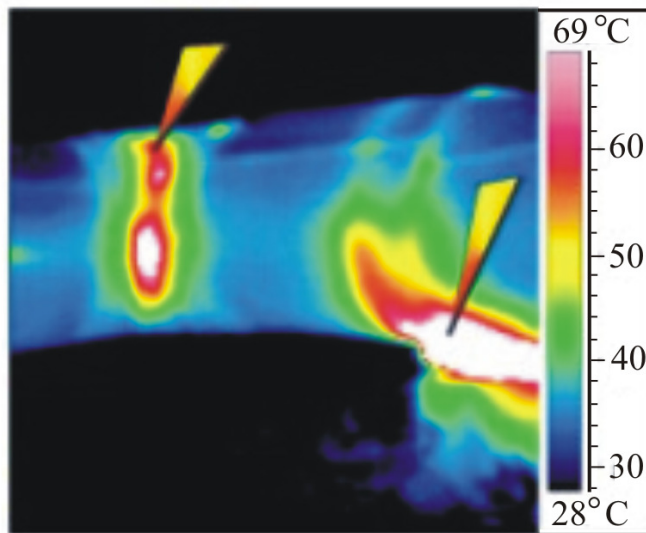
2.2. Przykłady zastosowań biernej termografii podczerwieni

Obecnie technika termografii podczerwieni rozwija się w dwóch kierunkach, a mianowicie zwiększenia rozdzielczości temperaturowej oraz szybkości rejestracji obrazów termicznych. Dostępne na rynku systemy termograficzne są w stanie zarejestrować obraz termiczny o wymiarach 320 x 256 pikseli z częstotliwością 346 Hz . Maksymalna częstotliwość rejestracji obszaru o wymiarach 2 x 128 pikseli (części obrazu termicznego) sięga 38 kHz . Dzięki temu termografię podczerwieni wykorzystuje się do badania szybkozmiennych pól temperatury. Systemy termograficzne podczerwieni, zawierające detektory fotonowe umożliwiają także wyznaczenie rozkładu temperatury na badanej powierzchni z rozdzielczością temperaturową 0,02 K przy temperaturze 300 K .

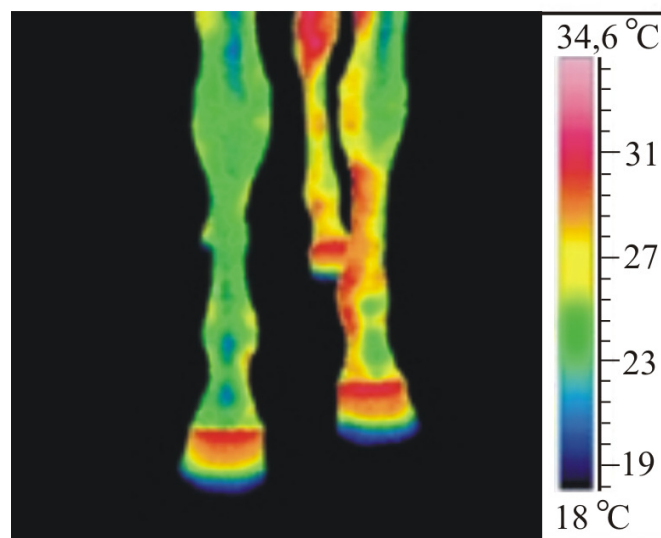
W większości procesów technologicznych mamy do czynienia z przemianami energii, którym towarzyszy wydzielanie się ciepła, powodujące podwyższenie temperatury poszczególnych elementów urządzenia. Obserwacja rozkładu temperatury na powierzchni urządzenia, podczas pracy jego elektrycznych, elektronicznych i mechanicznych elementów, pozwala ocenić, czy proces przebiega poprawnie. Lokalne podwyższenie temperatury powierzchni o 5⁰ C w stosunku do wartości planowanej może oznaczać, że proces nie przebiega prawidłowo [3].

Za pomocą termografii biernej przeprowadza się kontrolę izolacji rurociągów znajdujących się na powierzchni ziemi (rys. 2.4). Jeżeli w danym miejscu izolacja

cieplna rurociągu jest uszkodzona, wówczas w tym obszarze zaobserwujemy wyższą wartość temperatury w porównaniu z temperaturą izolacji nieuszkodzonej.



Rys. 2.4. Lokalizacja uszkodzeń izolacji cieplnej w rurach instalacji przemysłowej [5].

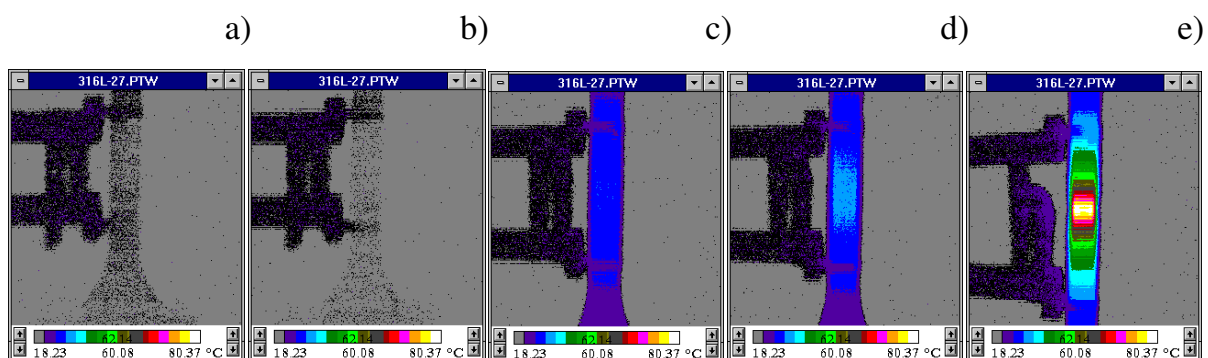


Rys. 2.5. Niesymetryczny rozkład temperatury na powierzchni lewej przedniej kończyny konia [6].

Termografia bierna wykorzystywana jest jako uzupełnienie innych stosowanych metod diagnostycznych. Niemal wszystkie procesy chorobowe, np. stany zapalne, nowotwory powodują podwyższenie temperatury na powierzchni skóry i jest to jeden z najwcześniejszych objawów zmian patologicznych w organizmie. Okazuje się, że utrzymując jedną z kończyn w niższej temperaturze niż temperatura obszaru

dotkniętego chorobą i badając przewodzenie ciepła między tymi obszarami można wykluczyć lub potwierdzić istnienie choroby nowotworowej. Badanie wykorzystujące termografię bierną polega na ocenie różnicy temperatury pomiędzy tkanką zdrową a tkanką zmienioną chorobowo. Monitorując układ krążenia w kończynach dolnych rozpoznaje się zakrzepicę żył, lub ich zapalenie. Naczynia krwionośne w lewej i prawej kończynie są rozmieszczone symetrycznie a więc wyraźna asymetria w rozkładzie temperatury na powierzchni nóg może wskazywać na zaburzenie przepływu krwi (rys. 2.5).

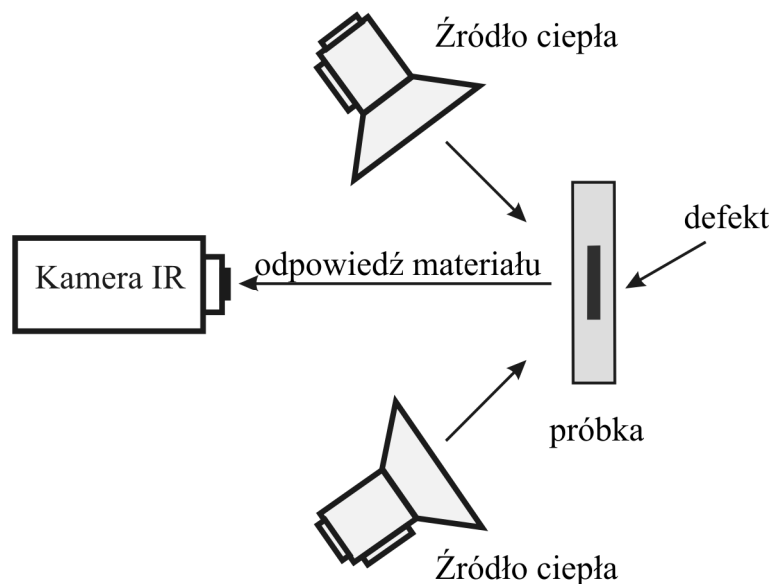
Termografię bierną wykorzystuje się w badaniach lokalizacji odkształcenia plastycznego materiałów (rys. 2.6). Podczas deformacji plastycznej metali, część energii zużytej na tę deformację, zostaje rozproszona w postaci ciepła i powoduje wzrost temperatury próbki. Jeżeli deformacja przebiega w sposób jednorodny w całej roboczej części próbki, wówczas powierzchnia tej części pozostaje izotermiczna, aż do chwili pojawienia się makroskopowej lokalizacji odkształcenia plastycznego. Za makroskopową lokalizację odkształcenia uznano taką, której istnienie można stwierdzić mierząc jakąś makroskopową wielkość. Po pojawieniu się zlokalizowanego odkształcenia dyssypacja energii w obszarze lokalizacji jest większa niż w pozostałej części próbki. Przy pomiarze rozkładu temperatury na powierzchni roboczej części próbki, obszar lokalizacji odkształcenia będzie widoczny jako obszar o podwyższonej temperaturze [7].



Rys. 2.6. Rozkład temperatury na powierzchni roboczej części próbki podczas jednoosiowego rozciągania stali austenitycznej 316L a) $\Delta l = 0 \text{ mm}$, b) $\Delta l = 0,076 \text{ mm}$, c) $\Delta l = 5,51 \text{ mm}$, d) $\Delta l = 5,60 \text{ mm}$, e) $\Delta l = 13,40 \text{ mm}$ (część robocza próbki wynosiła 25 mm) [7].

3. Aktywna termografia podczerwieni

Jak już wspomniano, istotą aktywnej termografii podczerwieni jest badanie termicznej odpowiedzi materiału na zewnętrzną stymulację i wyodrębnienie z tej odpowiedzi informacji o defektach znajdujących się w podpowierzchniowej warstwie badanego materiału (rys. 3.1). Ta odpowiedź zawiera się w rozkładzie temperatury na stygnącej powierzchni badanego materiału. Jeżeli pod powierzchnią znajduje się defekt, to obszar powierzchni nad defektem będzie miał inną temperaturę niż obszar nad materiałem jednorodnym.



Rys. 3.1. Schemat termografii aktywnej.

W zależności od sposobu stymulacji cieplnej oraz sposobu przetwarzania i analizy danych termograficznych wyróżnia się kilka rodzajów termografii aktywnej [8]:

- termografia impulsowa (ang.: *pulsed thermography*),
- termografia modulacyjna (ang.: *lock-in thermography*),
- termografia impulsowo-fazowa (ang.: *pulsed phase thermography*),
- wibrotermografia (ang.: *vibrothermography*).

Odpowiedź badanego materiału na zewnętrzną stymulację cieplną, niezależnie od rodzaju tej stymulacji, zależy od tego, jak poszczególne obszary przewodzą ciepło. Obszary zdefektowane przewodzą ciepło inaczej niż obszary materiału jednorodnego.

Zatem, odpowiedź termiczna powierzchni materiału, pod którą znajduje się defekt będzie inna niż odpowiedź materiału jednorodnego. Analiza tych odpowiedzi wymaga znajomości praw przewodzenia ciepła.

3.1. Prawa opisujące przewodzenie ciepła

Warunkiem niezbędnym do rozchodzenia się ciepła jest istnienie gradientu temperatury. Przekazywanie ciepła na drodze przewodzenia odbywa się prostopadle do powierzchni izotermicznej w kierunku miejsc o niższej temperaturze. Ilość ciepła przepływającego w jednostce czasu przez jednostkową izotermiczną powierzchnię nazwano gęstością strumienia ciepła \vec{q} . Wektor tej wielkości został zdefiniowany następująco [9]:

$$\vec{q} = (-\vec{n}_0) \frac{dQ}{dt} \frac{1}{S}, \quad (3.1)$$

gdzie: $(-\vec{n}_0)$ - jednostkowy wektor skierowany prostopadle do powierzchni S w kierunku przeciwnym do gradientu temperatury,

$\frac{dQ}{dt}$ - szybkość przepływu ciepła,

S - pole powierzchni izotermicznej.

Podstawowym prawem opisującym przewodzenie ciepła jest prawo Fouriera mówiące, że gęstość strumienia ciepła \vec{q} jest wprost proporcjonalna do gradientu temperatury $\vec{\nabla}T$ [9],

$$\vec{q} = -\lambda \text{grad}T = -\lambda \vec{\nabla}T = -\lambda \vec{n}_0 \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right), \quad (3.2)$$

gdzie: λ - współczynnik przewodzenia ciepła.

Współczynnik przewodzenia ciepła λ określa ilość ciepła przepływającą w ciągu jednostki czasu przez jednostkę powierzchni przy spadku temperatury o 1 stopień na jednostkowej długości, prostopadle do tej powierzchni. Współczynnik ten charakteryzuje zdolność danego materiału do przewodzenia ciepła.

Prawo Fouriera wyrażone wzorem (3.2) można zapisać inaczej: gęstość strumienia ciepła \vec{q} jest proporcjonalna do gradientu koncentracji objętościowej energii wewnętrznej $\vec{\nabla}u$ [9],

$$\vec{q} = -\alpha \vec{\nabla}u, \quad (3.3)$$

gdzie: $\alpha = \frac{\lambda}{c\rho}$ - dyfuzyjność cieplna,

c - ciepło właściwe,

ρ - gęstość materiału.

Współczynnik α jest nazywany dyfuzyjnością cieplną (ang.: *thermal diffusivity*). Określa on szybkość przesuwania się powierzchni izotermicznej.

Do rozwiązywania problemów związanych z wyznaczaniem pól temperaturowych potrzebne jest równanie wiążące ze sobą temperaturę T , czas t oraz współrzędne przestrzenne x, y, z . W ogólnym przypadku jest to równanie różniczkowe zwane równaniem przewodzenia ciepła. Można je w uproszczony sposób wyprowadzić rozpatrując strumień ciepła przechodzący przez sześcián o bokach dx, dy, dz „wycięty” z nieograniczonej płyty. Ma ono następującą postać [9]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = \alpha \nabla^2 T, \quad (3.4)$$

gdzie: $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - operator Laplace’a.

Jeżeli wewnątrz lub na powierzchni ciała mamy źródło ciepła, to równanie różniczkowe przewodzenia ciepła przyjmuje postać [9]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T + \frac{w}{c\rho}, \quad (3.5)$$

gdzie: w - funkcja źródeł ciepła.

Wyznaczenie pola temperatury w zależności od czasu wymaga sformułowania warunków początkowo-brzegowych, czyli podania temperatury w chwili początkowej, kształtu geometrycznego rozpatrywanego ciała oraz wzajemnych oddziaływań cieplnych rozważanego układu i otoczenia.

Wymiana energii między ciałami może występować nie tylko na drodze przewodzenia ciepła, ale także poprzez promieniowanie elektromagnetyczne (patrz

rozdział 2) oraz przez konwekcję. Wymiana ciepła przez konwekcję między ciałem stałym a otaczającym go płynem polega na przekazywaniu energii drgań atomów ciała stałego cząsteczkom otaczającego płynu. Ruch płynu może być spowodowany różnicami gęstości wywołanymi przez różnicę temperatury (konwekcja swobodna) lub wpływem sił zewnętrznych (konwekcja wymuszona).

Gęstość strumienia cieplnego w wyniku konwekcji jest proporcjonalna do różnicy temperatury powierzchni badanego ciała T_1 i temperatury płynu T_0 [9],

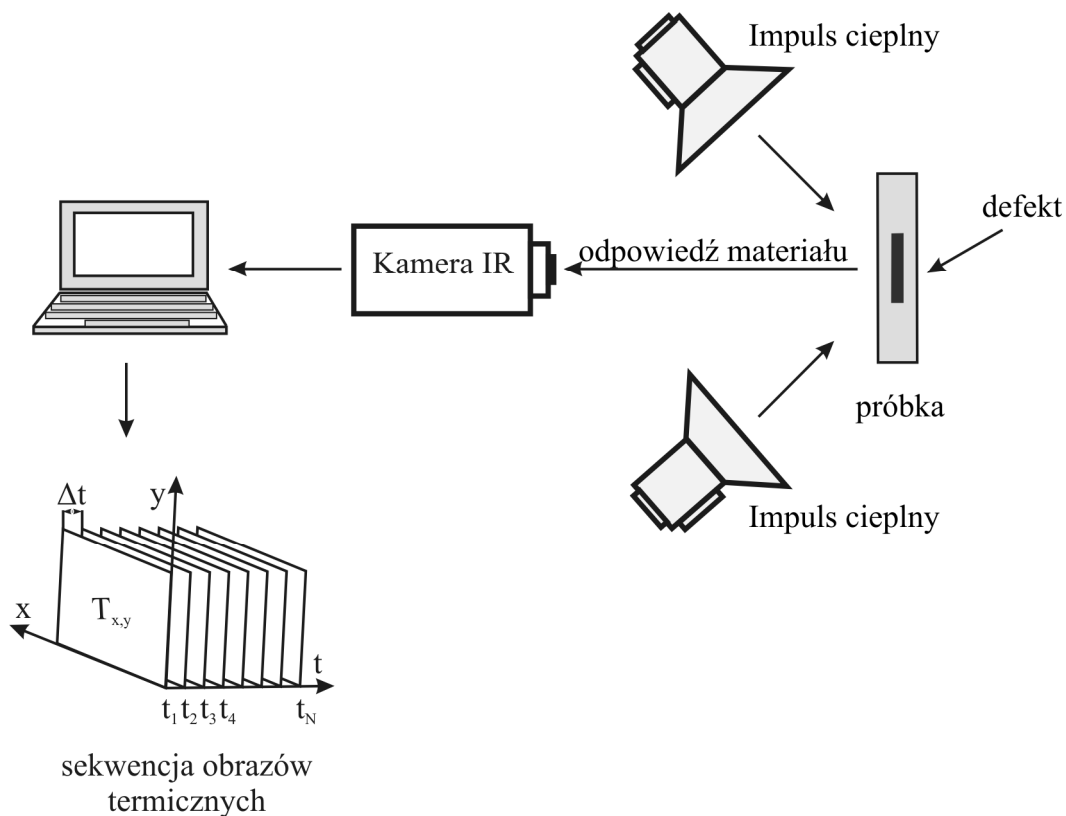
$$q_k = \kappa(T_1 - T_0). \quad (3.6)$$

gdzie: κ - współczynnik konwekcji.

Współczynnik konwekcji κ zależy od właściwości płynu takich, jak: gęstość, ciepło właściwe, współczynnik lepkości, współczynnik przewodzenia ciepła, które są funkcjami temperatury i ciśnienia płynu oraz od prędkości przepływu i kształtu rozpatrywanej powierzchni.

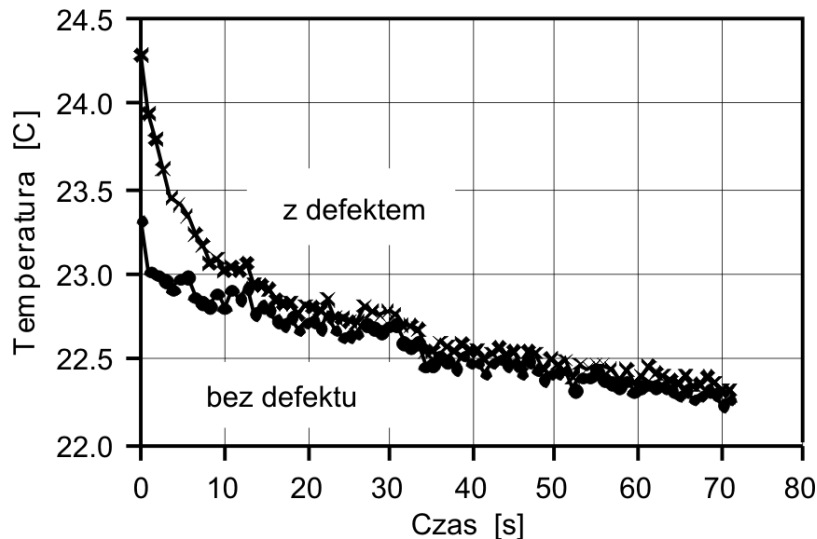
3.2. Termografia impulsowa

Jedną z form stymulacji cieplnej badanego obiektu jest nagrzewanie jego powierzchni impulsem cieplnym (rys. 3.2). Czas trwania impulsu jest zwykle określony możliwościami aparatury. Krótki czas nagrzewania (rzędu kilku *ms*) pozwala wykorzystać istniejące w literaturze analityczne rozwiązania równania różniczkowego przewodzenia ciepła dla powierzchni materiału nagrzewanego nieskończenie krótkim impulsem cieplnym [9-11].



Rys. 3.2. Schemat termografii impulsowej.

Termografia impulsowa polega na wyznaczeniu i analizie rozkładu temperatury na powierzchni badanego materiału w czasie jej stygnięcia, po uprzednim równomiernym nagraniu tej powierzchni impulsem cieplnym. Rozkład temperatury na stygnącej powierzchni zaczyna się zmieniać, głównie w wyniku przewodzenia ciepła w głąb materiału. Jak już wspomniano, parametrem opisującym prędkość przesuwania się powierzchni izotermicznych w głąb materiału jest dyfuzyjność cieplna α (równania 3.3 i 3.4). Gdy pod powierzchnią materiału znajduje się defekt o niższej wartości dyfuzyjności cieplnej niż materiał osnowy, to temperatura powierzchni nad defektem będzie wyższa niż temperatura powierzchni materiału jednorodnego. W przypadku defektów o większej dyfuzyjności w porównaniu z materiałem osnowy na rozkładzie temperatury na stygnącej powierzchni, obszar nad defektem zarejestrujemy jako zimniejszy. Na rys. 3.3 przedstawiono zależności średniej wartości temperatury powierzchni nad materiałem jednorodnym oraz nad defektem od czasu stygnięcia. Wyraźnie widać, że obecność defektu pod badaną powierzchnią zmienia przebieg zależności temperatury od czasu.



Rys. 3.3. Zależność średniej wartości temperatury powierzchni nad materiałem jednorodnym oraz nad defektem o niższej dyfuzyjności cieplnej w porównaniu z materiałem osnowy od czasu stygnięcia. Średnica symulowanego defektu, w postaci nieprzelotowego otworu, wynosiła 15 mm wykonanego na głębokości 1 mm w stalowej płycie [12].

Różnica między wartościami temperatury powierzchni nad defektem i nad materiałem jednorodnym jest największa w początkowym okresie stygnięcia, czyli tuż po wygaszeniu impulsu cieplnego. Z upływem czasu ona zanika, co nie pozwala na wykrycie defektów znajdujących się w głębszych warstwach materiału. Zatem, metoda termografii impulsowej może być stosowana tylko do wykrywania defektów leżących w przypowierzchniowej warstwie materiału. Na podstawie badań oszacowano w przybliżeniu, że czas t od zakończenia impulsu do ujawnienia się defektu na rozkładzie temperatury na badanej powierzchni podczas procesu jej stygnięcia jest proporcjonalny do kwadratu głębokości z [8],

$$t \approx \frac{z^2}{\alpha}, \quad (3.7)$$

gdzie: α - dyfuzyjność cieplna.

Miarą różnicy temperatury powierzchni materiału nad defektem i powierzchni materiału jednorodnego jest kontrast temperaturowy [8]. Najprostszą formą kontrastu temperaturowego jest kontrast bezwzględny $C^b(t)$. Jest to różnica wartości

temperatury obszaru lub punktu badanej powierzchni nad defektem $T_{def}(t)$ oraz obszaru materiału jednorodnego $T_{nd}(t)$ w dowolnej chwili czasu t ,

$$C^b(t) = T_{def}(t) - T_{nd}(t). \quad (3.8)$$

Kontrast bezwzględny uwypukla różnicę temperatury między miejscem materiału jednorodnego a miejscem zdefektowanym. Zależy on od ilości energii zaabsorbowanej podczas stymulacji cieplnej na powierzchni badanego materiału, co utrudnia porównanie poszczególnych eksperymentów.

Następnym ze stosowanych kontrastów jest kontrast standardowy C^s ,

$$C^s(t) = \frac{T_{def}(t) - T_{def}(t_0)}{T_{nd}(t) - T_{nd}(t_0)}, \quad (3.9)$$

gdzie: $T_{def}(t)$ - temperatura obszaru lub punktu badanej powierzchni, pod którym znajduje się defekt, w dowolnej chwili czasu podczas procesu stygnięcia,

$T_{def}(t_0)$ - temperatura obszaru lub punktu badanej powierzchni, pod którym znajduje się defekt, przed jej stymulacją cieplną,

$T_{nd}(t)$ - temperatura obszaru powierzchni materiału jednorodnego w dowolnej chwili czasu podczas procesu stygnięcia,

$T_{nd}(t_0)$ - temperatura obszaru powierzchni materiału jednorodnego przed jej stymulacją cieplną.

Na standardowy kontrast temperaturowy w znacznie mniejszym stopniu niż na kontrast bezwzględny wpływa nierównomierne nagrzanie powierzchni.

Istotnym problemem, niezależnym od sposobu obliczania kontrastu temperaturowego, jest konieczność odróżnienia obszaru powierzchni, pod którą znajduje się defekt oraz obszaru powierzchni materiału jednorodnego.

Zależność kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia dla powierzchni materiału, pod którą znajduje się defekt posiada maksimum. Czas stygnięcia odpowiadający temu maksimum zależy zarówno od wielkości, jak i od położenia defektu w podpowierzchniowej warstwie materiału.

Zakres stosowania termografii impulsowej jest ograniczony przez konieczność zapewnienia jednorodności badanej powierzchni pod względem emisyjności oraz jej

jednorodnego nagrzania. Ograniczenia te sprawiły, że zaczęto poszukiwać metody nieczulej na te wymagania. Taką metodą jest termografia modulacyjna.

3.3. Termografia modulacyjna

W termografii modulacyjnej powierzchnia badanego materiału nagrzewana jest harmonicznym strumieniem ciepła. Takie nagrzewanie powoduje, że w materiale rozchodzą się tak zwane „fale termiczne”. Są to fale silnie tłumione. Odkrył je francuski matematyk Joseph Fourier (1768-1830) w 1826 roku [13, 14]. Dla jednowymiarowego modelu półprzestrzeni, której powierzchnię nagrzano źródłem ciepła o sinusoidalnie zmieniającym się natężeniu z częstotliwością f , zależność temperatury T od czasu t i głębokości z ma postać [8]:

$$T(z, t) = T_0 e^{-\frac{z}{\mu}} \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda} - \omega t\right) = T_0 e^{-\frac{z}{\mu}} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda}\right), \quad (3.10)$$

gdzie μ jest termiczną drogą dyfuzji,

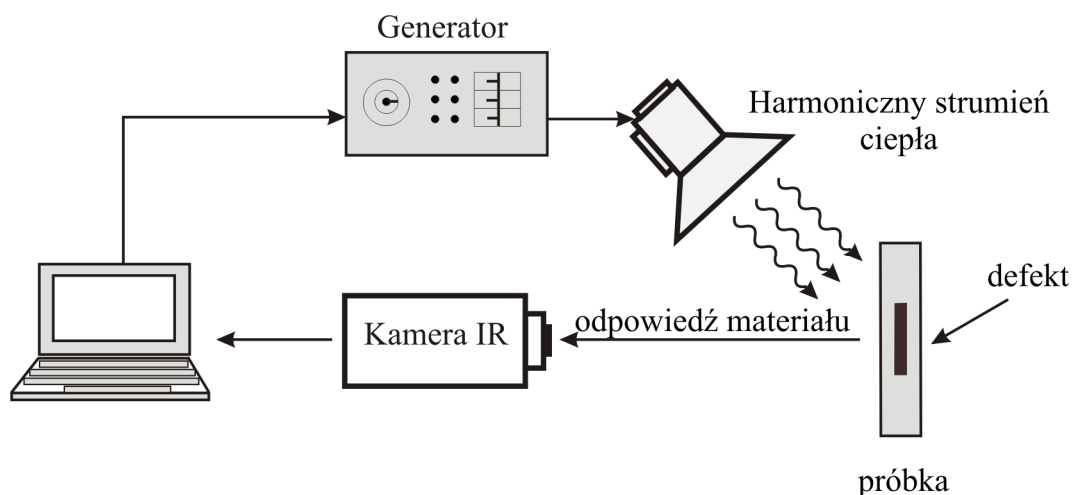
$$\mu = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega}}, \text{ a } \omega = 2\pi f. \quad (3.11)$$

Termiczna droga dyfuzji jest to odległość po przebyciu, której amplituda „fali termicznej” maleje e -krotnie. „Fale termiczne” rozchodzą się w głąb materiału z prędkością $v = \lambda \frac{\omega}{2\pi} = \sqrt{2\omega\alpha}$, gdzie $\lambda = 2\pi\mu$ jest długością fali.

Nagrzewanie powierzchni badanego materiału lampą, której moc zmienia się w sposób harmoniczny sprawia, że otrzymuje się w stanie ustalonym oscylujące pole temperatury. Pole to można wyznaczyć i zarejestrować w funkcji czasu za pomocą systemu termograficznego [3]. Zarejestrowane pole temperatury w czasie pozwala odtworzyć postać „fali termicznej” na badanej powierzchni. Wyznacza się powierzchniowe rozkłady amplitudy i fazy „fali termicznej”. Jeżeli pod powierzchnią badanego materiału znajduje się defekt, który różni się właściwościami termicznymi od materiału osnowy, to przy danej wartości częstotliwości fali, zmienia się wartość termicznej drogi dyfuzji μ , co z kolei modyfikuje powierzchniowe rozkłady amplitudy i fazy. Zatem, faza fali dla obszaru powierzchni nad defektem będzie różna

od fazy fali dla obszaru powierzchni materiału jednorodnego. Sporządzenie dla danej wartości częstotliwości mapy różnicy między fazą fali na powierzchni obszaru nad materiałem jednorodnym i fazą fali na powierzchni obszaru nad defektem (czyli mapy przesunięć fazowych), uwidoczni położenie defektu.

Schemat termografii modulatoryjnej pokazano na rys. 3.4.



Rys. 3.4. Schemat termografii modulatoryjnej.

„Falę termiczną” można także odtworzyć na podstawie czterech punktów odpowiedzi cieplnej T_1, T_2, T_3, T_4 danego punku x_n badanej powierzchni dla jednego cyklu modulacji w czasie odpowiadającym jednemu okresowi fali pobudzającej [15-17]. Metoda ta jest istotna wówczas, gdy rejestracja systemem termograficznym oscylującego pola temperatury w stanie ustalonym wykonywana jest z niską częstotliwością. Amplituda fali obliczana jest według wzoru:

$$A(x_n) = \sqrt{[T_1(x_n) - T_3(x_n)]^2 + [T_2(x_n) - T_4(x_n)]^2}. \quad (3.12)$$

Faza fali obliczana jest według wzoru:

$$\phi(x_n) = \arctan \left[\frac{T_1(x_n) - T_3(x_n)}{T_2(x_n) - T_4(x_n)} \right]. \quad (3.13)$$

Ze wzoru (3.10) wynika, że faza „fali termicznej” jest bezpośrednio związana z głębokością z ,

$$\phi(z) = \frac{2\pi z}{k} = \frac{z}{\mu}. \quad (3.14)$$

Zatem, w miarę propagacji „fali termicznej” w głąb materiału jej amplituda będzie malała. Termiczna droga dyfuzji μ jest odwrotnie proporcjonalna do $\sqrt{\omega}$, a więc fale o wysokich częstotliwościach wnikają do badanego materiału płycej, niż fale o niskich częstotliwościach. Z tego wynika, że zastosowanie termografii modulacyjnej do wykrywania defektów znajdujących się pod badaną powierzchnią wymaga właściwego doboru częstotliwości sygnału stymulującego, ponieważ od niego zależy wykrycie wszystkich wad materiałowych. Istotną zaletą termografii modulacyjnej jest to, że faza fali jest mniej wrażliwa na niejednorodność badanej powierzchni i niejednorodność jej nagrzewania niż rozkład temperatury na powierzchni. Tę metodę wykorzystuje się do badania powłok ochronnych; lokalnych zmian ich grubości oraz pęknięć. Na przykład, monitoruje się powłoki ochronne urządzeń pracujących w wysokich temperaturach lub w środowiskach chemicznych. Innym zastosowaniem jest badanie materiałów wielowarstwowych stosowanych na poszycia kadłubów samolotów oraz promów kosmicznych, gdzie istotne jest wykrycie rozwarstwień, pęknięć oraz innych defektów podpowierzchniowych. W drewnie przeznaczonym na elementy mebli ujawniane są nieciągłości.

3.4. Termografia impulsowo-fazowa

W termografii impulsowo-fazowej powierzchnia badanego materiału jest nagrzewana impulsem cieplnym. Impuls stymulujący o dowolnym kształcie oraz o określonym czasie trwania zawiera szereg harmoniczných „fal termicznych”. Długość trwania impulsu cieplnego dobiera się tak, aby znalazły się w nim fale harmoniczne o częstotliwościach, pokrywających zakres głębokości, na których ma być badany materiał. Za pomocą systemu termograficznego rejestrowany jest rozkład temperatury na powierzchni badanego materiału w czasie stygnięcia. Schemat termografii impulsowo-fazowej przedstawiono na rys. 3.5.

Zależności rozkładu temperatury na badanej powierzchni od czasu jej stygnięcia jest poddawana transformacie Fouriera [8, 18]. Za pomocą tej transformaty odpowiedź materiału przedstawia się, jako złożenie pewnej liczby fal, o różnych częstotliwościach, amplitudach i fazach.

W wyniku tej operacji otrzymuje się sygnał zależny od częstotliwości [18],

$$F(f) = \Delta t \sum_{n=0}^{N-1} T(n\Delta t) \cdot e^{\left(\frac{2\pi jfn}{N}\right)} = \text{Re}_n(f) + j \text{Im}_n(f), \quad (3.15)$$

gdzie: t - punkty na osi czasu odpowiadające poszczególnym obrazom termicznym zarejestrowanej sekwencji,

Δt - odstęp czasu między poszczególnymi obrazami wynikający z częstotliwości ich rejestracji,

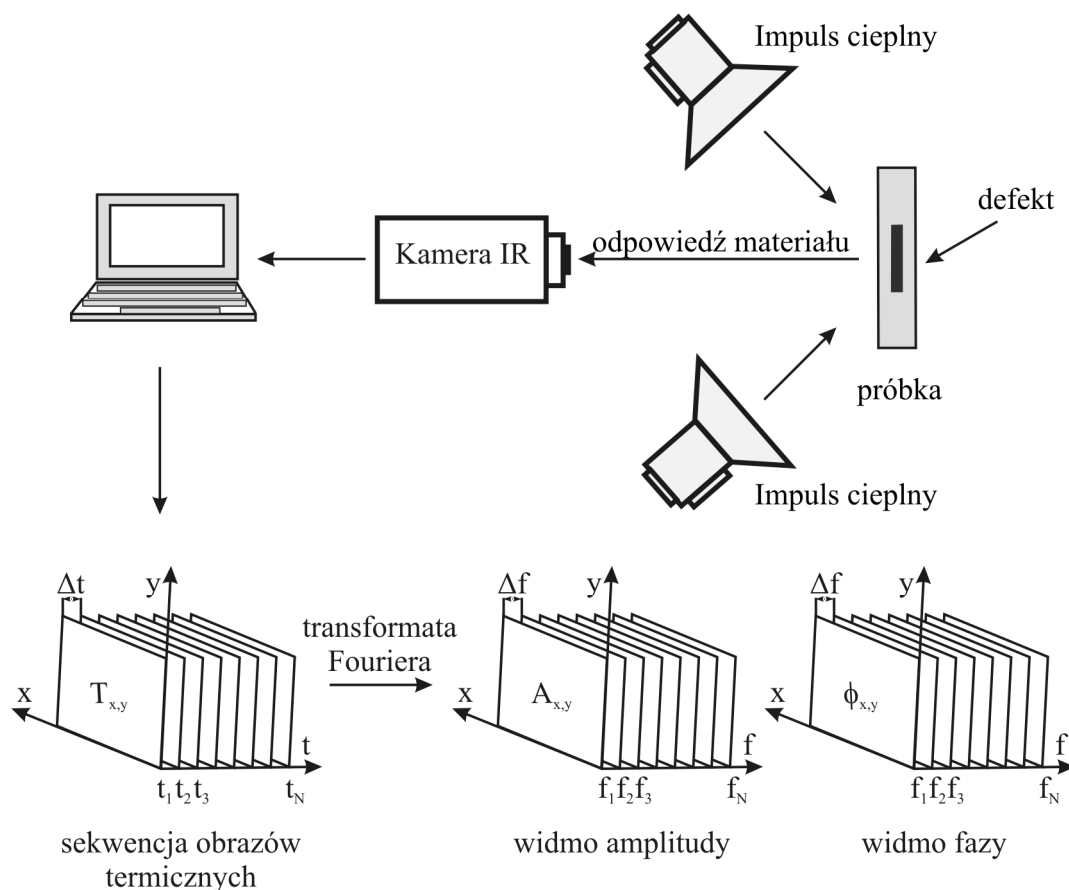
$N\Delta t$ - długość sekwencji obrazów termicznych, którą poddano przekształceniu Fouriera,

f - częstotliwość fal.

Rzeczywista i urojona część transformaty Fouriera wykorzystywana jest do wyznaczenia amplitudy i fazy poszczególnych fal [18],

$$A(t) = \sqrt{\{\text{Re}_n(f)\}^2 + \{\text{Im}_n(f)\}^2}. \quad (3.16)$$

$$\phi(t) = \tan^{-1}\left(\frac{\text{Im}_n(f)}{\text{Re}_n(f)}\right). \quad (3.17)$$



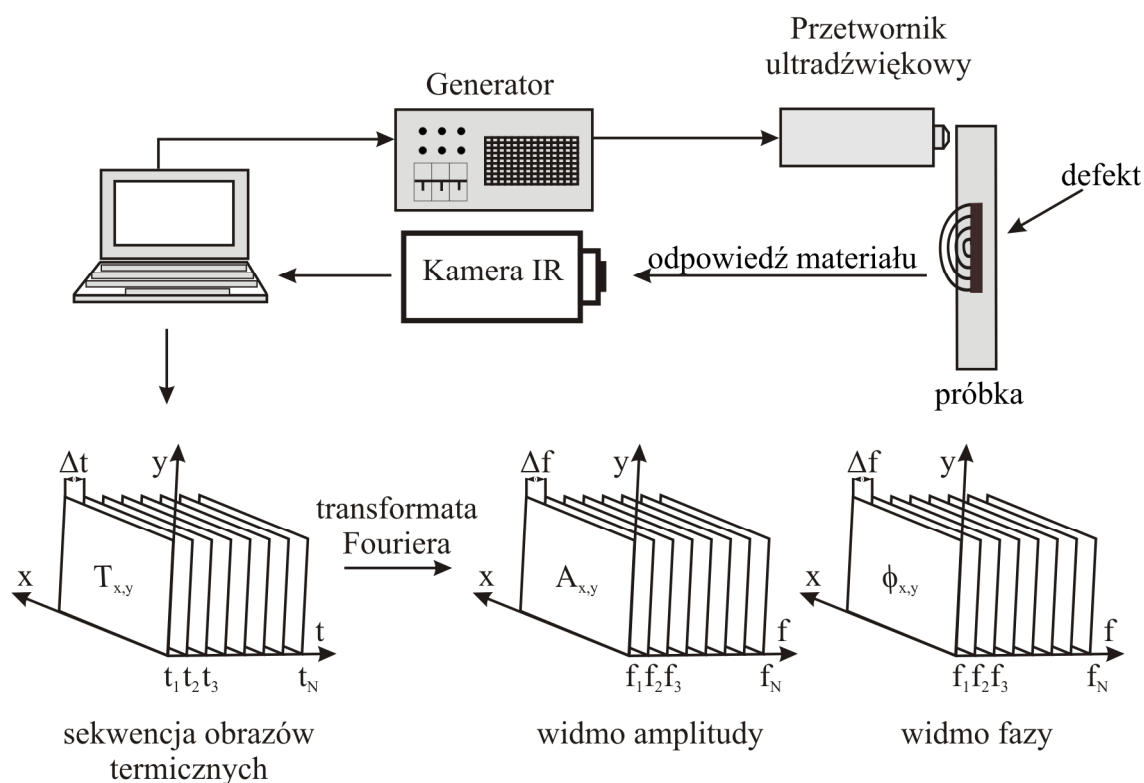
Rys. 3.5. Schemat termografii impulsowo-fazowej.

Analiza fazy pozwala na wydobycie informacji o położeniu defektu w podpowierzchniowej warstwie materiału. Faza fali o danej częstotliwości w obszarze powierzchni, pod którym znajdują się defekty będzie różna od fazy fali w obszarze, pod którym defektów nie ma [3]. Zatem sporządzając mapę różnicy między fazą „fali termicznej”, o danej częstotliwości, w kolejnych punktach powierzchni a fazą fali w punkcie powierzchni materiału jednorodnego można ujawnić położenie defektu. Zaletą tej metody jest to, że w pojedynczym eksperymencie możliwa jest analiza fazy kilku fal o różnych częstotliwościach a także brak jest konieczności konstrukcji źródła ciepła o mocy promieniowania zmieniającej się harmonicznie. Fazy „fal termicznych” są mniej czułe na niejednorodność badanej powierzchni i na niejednorodność jej nagrzewania niż rozkład temperatury na powierzchni badanego materiału, co jest niewątpliwą zaletą termografii impulsowo-fazowej.

3.5. Wibrotermografia

W wibrotermografii stymulacja badanego materiału wywoływana jest za pomocą drgań mechanicznych. Do zewnętrznej stymulacji badanego materiału wykorzystuje się fale ultradźwiękowe o częstotliwościach do 25 *kHz*. Energia mechaniczna wspomnianych drgań przemienia się w ciepło. Przyczyną tej przemiany są: tarcie wewnętrzne oraz efekt piezokaloryczny [19-21]. W wyniku tarcia obszar defektu nagrzewa się periodycznie w polu ultradźwięków, stając się źródłem „fali termicznej”, która za pomocą systemu termograficznego jest rejestrowana, jako oscylujące w czasie pole temperatury na powierzchni badanego materiału [19]. Istotny jest właściwy dobór częstotliwości modulacji sygnału pobudzającego, ponieważ „fale termiczne”, indukujące się wewnątrz badanego materiału w obszarze defektu, muszą mieć odpowiednie częstotliwości, aby mogły dotrzeć do powierzchni materiału i zostać wykryte. Dokonując transformaty Fouriera sygnału odpowiadającemu zarejestrowanemu polu temperatury, otrzymuje się powierzchniowe rozkłady amplitudy i fazy. Faza jest funkcją czasu propagacji fali od defektu do powierzchni, zawiera więc informację o jego głębokości [3].

Na przemianę energii drgań mechanicznych na ciepło ma wpływ także efekt piezokaloryczny, który manifestuje się tym, że podczas rozciągania materiału o dodatnim współczynniku rozszerzalności cieplnej, obserwuje się spadek jego temperatury, zaś podczas ściskania następuje jej wzrost. Jeżeli badany materiał zostanie poddany periodycznemu, mechanicznemu obciążeniu to miejsca zdefektowane będą obszarami koncentracji naprężeń. Wyznaczając powierzchniowy rozkład temperatury miejsca te zostaną uwidocznione, jako miejsca o innej temperaturze w porównaniu z temperaturą materiału osnowy [21]. Zasadę pomiaru metodą wibrotermografii przedstawiono na rys. 3.6.



Rys. 3.6. Schemat wibrotermografii.

Wibrotermografię podczerwieni najczęściej stosuje się do badania materiałów kompozytowych, w których występują defekty w postaci pionowych pęknięć i rozwarstwień, nie wykrywalne innymi metodami termografii aktywnej.

Wibrotermografia wykorzystująca do stymulacji badanego materiału modulowaną harmonicznie amplitudę sygnału ultradźwiękowego nazywana jest wibrotermografią modulacyjną (ang.: *lock-in vibrothermography* [20], *ultrasound lock-in thermography* [22-25]).

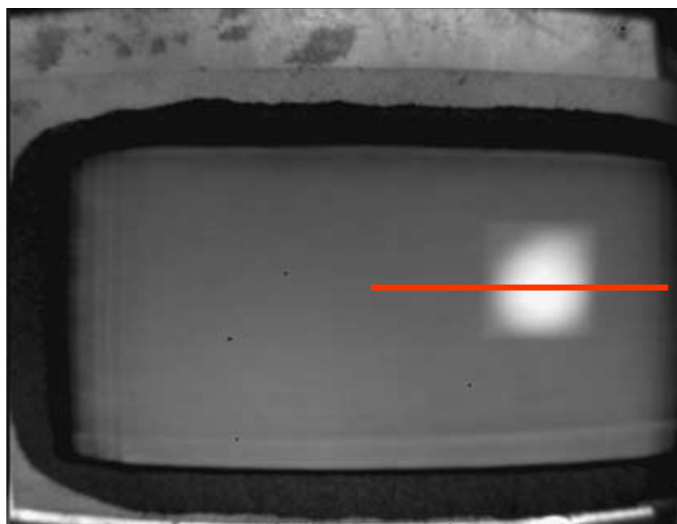
4. Analiza prac dotyczących zastosowania termografii impulsowej do wykrywania defektów w podpowierzchniowej warstwie materiału

Większość prac eksperymentalnych wykorzystujących termografię impulsową koncentruje się na problemie detekcji defektów w warstwie podpowierzchniowej, to znaczy na stwierdzeniu ich obecności lub ich braku w materiale osnowy [26-29]. W wielu wypadkach jest to wystarczające. Jednakże istotnym problemem jest oszacowanie wielkości i odległości defektu od badanej powierzchni. Znane są prace [30-39], w których zostały podjęte próby wyznaczenia tych parametrów. Wspomniane prace można podzielić na takie, które dotyczą wyłącznie oszacowania wielkości defektu oraz na takie, w których określa się jedynie odległość defektu od powierzchni badanego materiału.

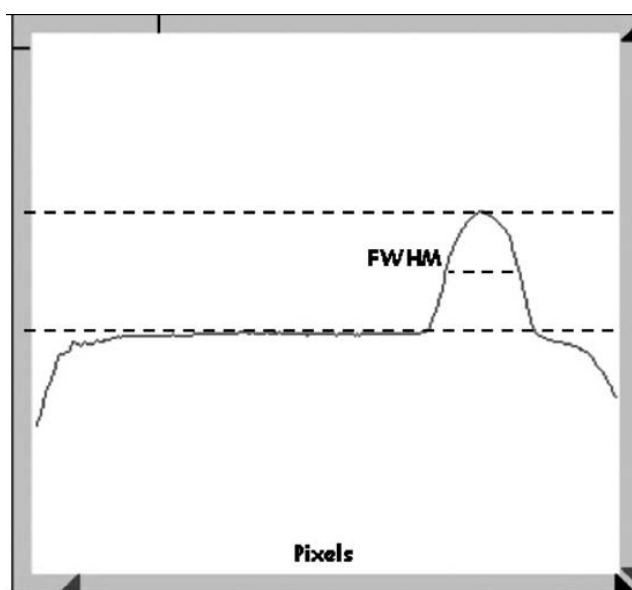
Większość badań opisanych w literaturze ma charakter laboratoryjny, dotyczy defektów symulowanych, wykonanych w materiałach kompozytowych, polimerowych rzadziej w metalach. Wybór materiału do badań uwarunkowany jest faktem, że w materiałach o niskiej wartości współczynnika przewodności cieplnej procesy przewodzenia ciepła zachodzą wolniej i w związku z tym łatwiej jest je rejestrować. Zwykle symulowane defekty mają postać: delaminacji (rozwarstwienia), płaskich nieprzelotowych otworów oraz wtrąceń wykonanych z innego materiału niż osnowa.

4.1. Metody szacowania wielkości defektu

Jeżeli powierzchnia materiału zawierającego defekty, których właściwości cieplne różnią się od właściwości cieplnych badanego materiału zostanie nagrzana, to proces jej stygnięcia będzie przebiegał inaczej niż w przypadku, gdy materiał jest jednorodny. Na rys. 4.1 pokazano obraz termiczny badanej powierzchni tuż po wygaszeniu stymulującego impulsu cieplnego. Na przedstawionym obrazie termicznym jednorodna powierzchnia badanego materiału widoczna jest jako ciemniejsza, natomiast obszar nad defektem widoczny jest jako miejsce jaśniejsze, czyli miejsce o wyższej temperaturze.



Rys. 4.1. Obraz termiczny powierzchni płyty aluminiowo-epoksydowo-boronowej po upływie 0,5 s od wygaszenia impulsu stymulującego. Symulowanym defektem jest kwadratowa wstawka teflonowa o rozmiarze 25 mm x 25 mm x 0,75 mm [32].

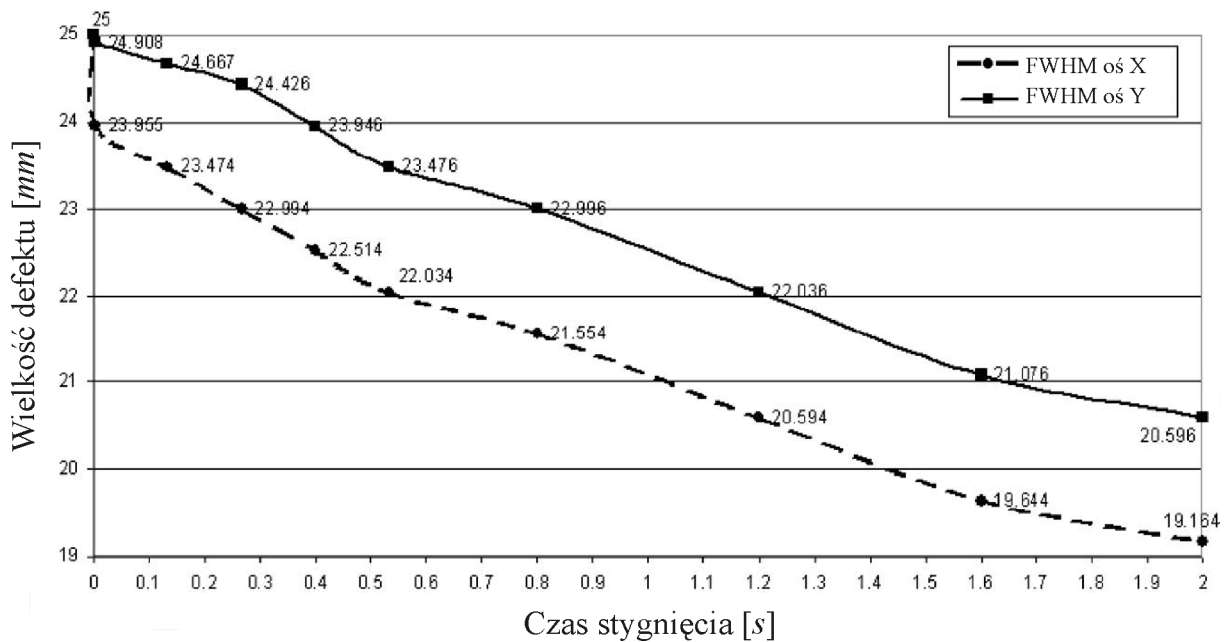


Rys. 4.2. Profil rozkładu temperatury wzdłuż linii przechodzącej przez obszar defektu pokazanego na rys. 4.1, dla czasu stygnięcia powierzchni równego 0,533 s liczonego od chwili zakończenia impulsu stymulującego [32].

Obszary badanej powierzchni nad defektem charakteryzują się inną wartością temperatury w porównaniu z temperaturą materiału jednorodnego. W pracach [27, 32, 33, 40] analiza obszaru wykrytego defektu polegała na wykreśleniu rozkładu

temperatury wzdłuż linii przechodzącej przez miejsce zdefektowane. Zwykle są to linie wzajemnie prostopadłe. Taki profil rozkładu temperatury wzdłuż linii pokazano na rys. 4.2.

Otrzymany profil służy do oszacowania wielkości defektu metodą FWHM (ang.: *Full Width at Half Maximum*). Zakłada się, że wielkość defektu odpowiada szerokości profilu temperatury w połowie jego maksymalnej wysokości [40].



Rys. 4.3. Oszacowana wielkość defektu w zależności od czasu stygnięcia powierzchni zdefektowanego obszaru. Defektem jest symulowane wtrącenie o przekroju kwadratowym $25\text{ mm} \times 25\text{ mm} \times 0,75\text{ mm}$ wykonane z teflonu w płycie aluminiowo-epoksydowo-boronowej [32].

Jednakże okazało się, że oszacowana w ten sposób wielkość defektu zależy od wybranej chwili procesu stygnięcia, dla której dokonano analizy profilu liniowego obrazu termicznego badanej powierzchni (rys. 4.3). Powstaje więc pytanie, która z otrzymanych wartości przekroju defektu odpowiada wartości rzeczywistej ($25\text{ mm} \times 25\text{ mm} \times 0,75\text{ mm}$). Aby na nie odpowiedzieć, autorzy pracy [32] wyznaczyli zależność kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia i stwierdzili, że rzeczywistemu przekrojowi defektu odpowiada wartość otrzymana przed osiągnięciem maksimum tego kontrastu. Ponadto nierównomierne nagrzanie powierzchni badanego

materiału silnie wpływa na uzyskiwaną wysokość i kształt profilu, a co za tym idzie na oszacowaną wartość wielkości defektu. Pomimo wspomnianych wad metoda ta jest często stosowana do określania wielkości defektu [27, 32, 33, 40].

4.2. Metody szacowania położenia defektu pod powierzchnią badanego materiału

W. J. Parker i jego współpracownicy w 1961 roku wyprowadzili zależność temperatury na powierzchni materiału jednorodnego od czasu stygnięcia, po uprzednim nagrzaniu tej powierzchni impulsem cieplnym. Rozwiązali oni jednowymiarowe równanie przewodzenia ciepła dla płyty o grubości L przy założeniu, że jej powierzchnia jest nagrzana równomiernie, oraz że impuls cieplny jest pochłaniany w warstwie o nieskończenie małej grubości. Otrzymana zależność temperatury na powierzchni materiału jednorodnego od czasu stygnięcia, ma postać [41]:

$$T(t) = \frac{Q}{\rho c L} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2}{L^2} \alpha t\right) \right], \quad (4.1)$$

gdzie: Q - powierzchniowa gęstość energii zaabsorbowanej przez badaną powierzchnię materiału podczas stymulacji termicznej.

Zaletą wyprowadzonej zależności jest jej prosta forma. Należy jednak pamiętać, że została ona uzyskana przy wprowadzeniu wielu uproszczeń. Między innymi nie uwzględniono wymiany ciepła z otoczeniem, założono także, że czas trwania impulsu cieplnego jest nieskończenie krótki. Wszystko to spowodowało, że metoda zaproponowana przez Parkera nie była wykorzystywana, ale przyczyniła się do opracowania innych sposobów szacowania głębokości defektu znajdującego się w podpowierzchniowej warstwie materiału.

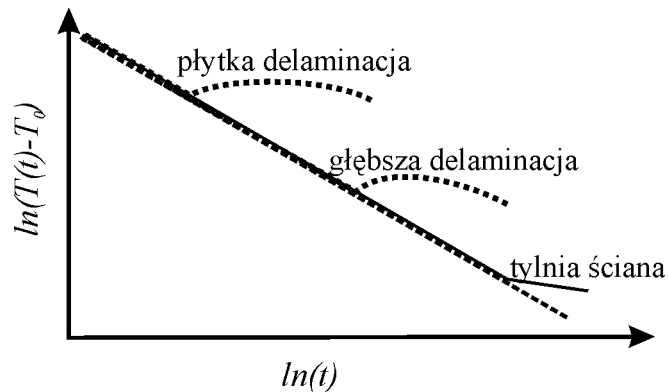
Dla jednowymiarowego modelu półprzestrzeni zmiana temperatury jego powierzchni podczas stygnięcia po uprzednim nagrzaniu nieskończenie krótkim impulsem cieplnym, ma postać [10, 42-45]:

$$T(t) - T_0 = \frac{Q}{\lambda \rho c \sqrt{t}}, \quad (4.2)$$

gdzie: t - czas liczony od momentu rozpoczęcia stymulacji cieplnej,

$T(t)$ - temperatura w wybranym punkcie lub obszarze powierzchni uprzednio nagrzanej impulsem cieplnym,

T_0 - temperatura w wybranym punkcie lub obszarze powierzchni przed jej stymulacją cieplną.



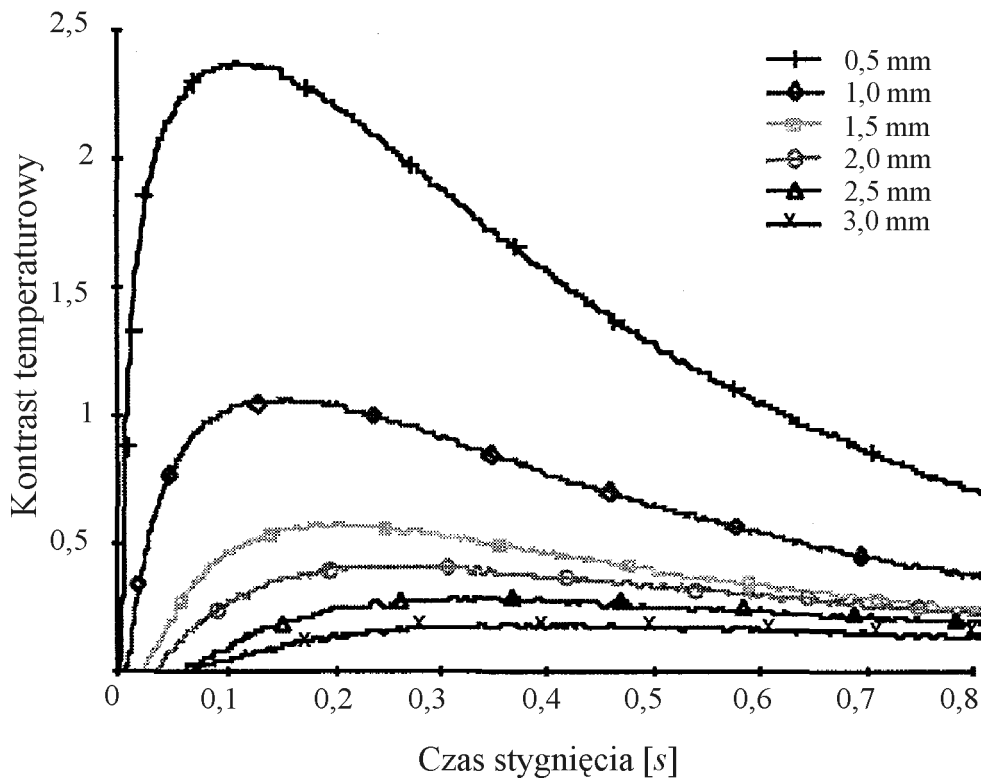
Rys. 4.4. Wykrywanie delaminacji za pomocą termografii impulsowej [43].

Zależność (4.2) została wyprowadzona dla materiału jednorodnego. Łatwo zauważyć, że po obustronnym zlogarytmowaniu zależności (4.2) jej wykresem będzie linia prosta o nachyleniu $-\frac{1}{2}$ (rys. 4.4). Zależność tę wykorzystano w niniejszej pracy do wykrywania podpowierzchniowych defektów w materiale i stwierdzono, że mimo upraszczających założeń, potwierdza się ona eksperymentalnie. Zatem, jeżeli wykres zależności $\ln \Delta T$ od $\ln(t)$ odbiega od prostej, wówczas możemy wnioskować, że mamy do czynienia z materiałem zdefektowanym. Analizując czas, w którym występuje odstępstwo od prostej można otrzymać jedynie jakościową informację o odległościach defektów od badanej powierzchni.

Odchylenie wykresu zależności $\ln \Delta T$ od $\ln(t)$ od prostej jest najczęściej wykorzystywane do wykrywania rozwarstwienia laminatów, ponieważ zwykle głębokość, na której może pojawić się rozwarstwienie jest znana. Wynika ona, bowiem ze struktury materiału.

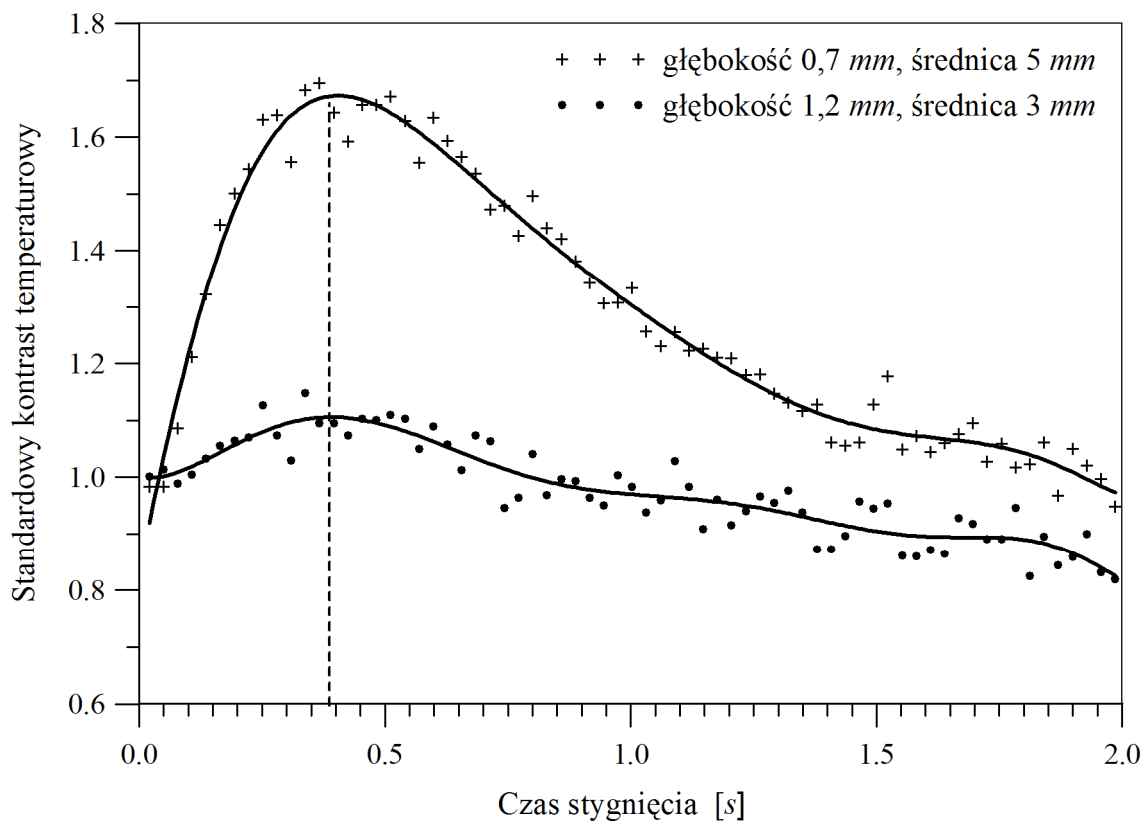
W szeregu prac do wyznaczania głębokości defektów leżących w warstwie podpowierzchniowej wykorzystuje się rozkład kontrastu temperaturowego na badanej

powierzchni [46-54]. Najprostszą formą kontrastu jest $C^b(t) = T_{def}(t) - T_{nd}(t)$ (patrz paragraf 3.2).



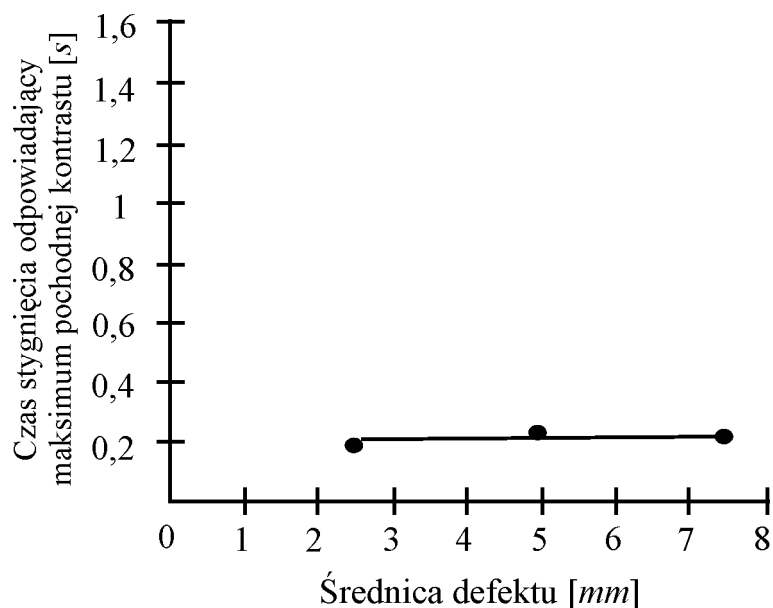
Rys. 4.5. Zależność kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia. Średnica symulowanego defektu $d = 12 \text{ mm}$ wykonanego na różnych głębokościach w płycie kompozytu węglowego [48].

Stwierdzono, że zależność owego kontrastu od czasu stygnięcia ma maksimum [37, 48-55]. Na rys. 4.5 przedstawiono taką zależność dla średnicy defektu (12 mm) wykonanego na różnych głębokościach w płycie kompozytu węglowego o grubości 25 mm . Czas pojawienia się maksimum kontrastu temperaturowego jest związany z jego położeniem. Defektom o takich samych średnicach, leżącym na płytszych głębokościach pod powierzchnią badanego materiału odpowiada krótszy czas, liczony od wygaśnięcia impulsu stymulującego, do wystąpienia maksimum w porównaniu z tymi, które leżą głębiej. Defektom płytszym odpowiada wyższa wartość kontrastu temperaturowego. W niniejszej pracy pokazano, że czas pojawienia się maksimum zależy nie tylko od głębokości, ale także od wielkości defektu (patrz rozdział 7).



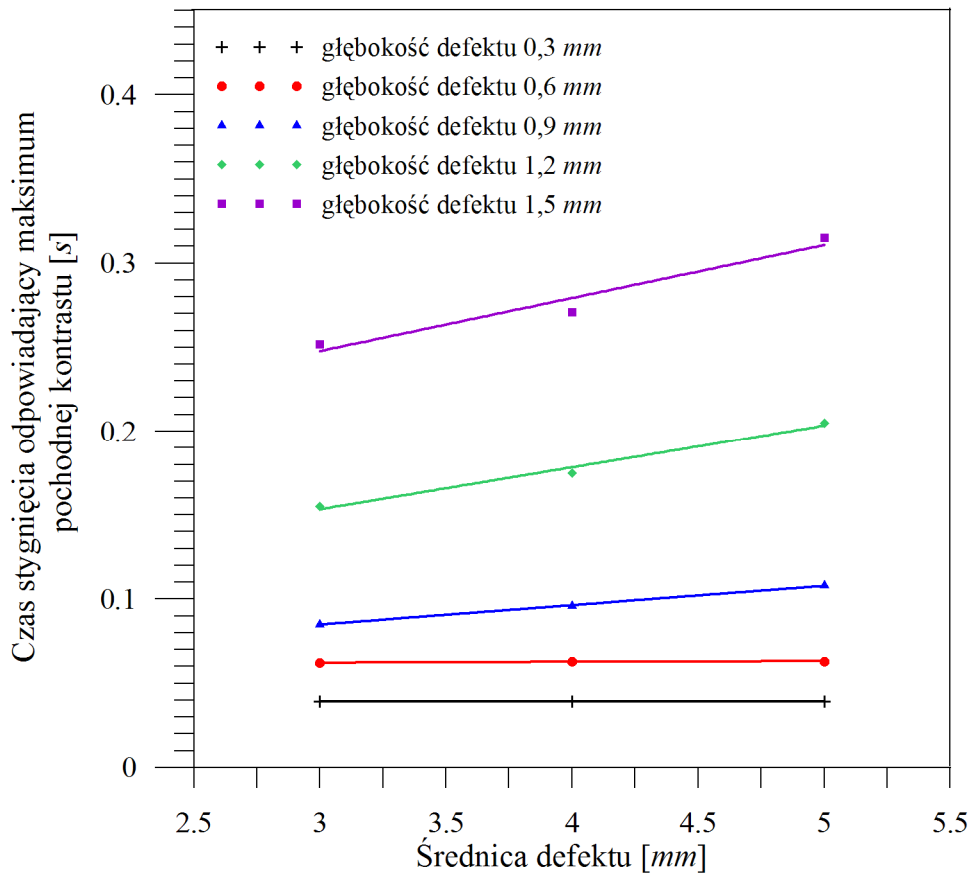
Rys. 4.6. Czas odpowiadający maksimum standardowego kontrastu temperaturowego jest taki sam dla różnych głębokości defektów (0,7 mm , 1,2 mm) wykonanych w stalowej płycie. Średnice defektów: 5 mm i 3 mm [56].

Na rys. 4.6 przedstawiono zależności standardowego kontrastu temperaturowego (patrz paragraf 3.2) od czasu stygnięcia. Czas pojawienia się maksimum kontrastu temperaturowego może być taki sam dla defektów leżących na różnych głębokościach, jeśli defekty te mają odpowiednio różne średnice. Zatem, określenie głębokości defektu na podstawie zależności kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia jest możliwe tylko wówczas, gdy znamy wielkość defektu lub jeżeli znajdziemy parametr, który nie zależy od tej wielkości. Autorzy pracy [48] uznali, że takim parametrem jest czas stygnięcia odpowiadający maksimum pochodnej kontrastu temperaturowego (ang.: *peak slope time*). Badanym materiałem była płyta kompozytu węglowego o grubości 2,6 mm, w której wykonano płaskie nieprzelotowe otwory o średnicach 2,5 mm, 5 mm, 7,5 mm. Wszystkie defekty znajdowały się na jednakowej głębokości 0,85 mm. Na rys. 4.7 przedstawiono zależność czasu stygnięcia odpowiadającego maksimum pochodnej kontrastu temperaturowego od średnicy defektu.



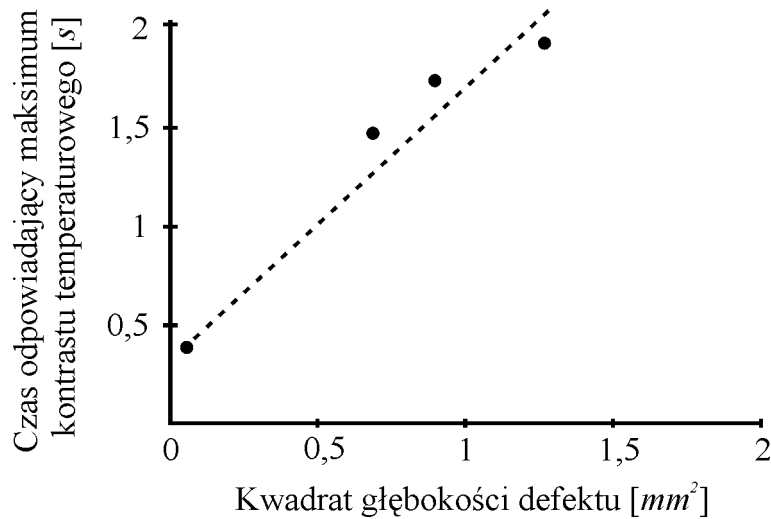
Rys. 4.7. Zależność czasu stygnięcia odpowiadającego maksimum pochodnej kontrastu temperaturowego od średnicy defektu [48].

W niniejszej rozprawie przeprowadzono badania na płycie ze stali austenitycznej zawierającej symulowane defekty w postaci nieprzelotowych otworów o różnych średnicach położonych na różnych głębokościach (patrz rozdział 7). Na rys. 4.8 przedstawiono otrzymany wykres zależności czasu stygnięcia odpowiadającego maksymalnej wartości pochodnej standardowego kontrastu temperaturowego od średnicy defektu wyznaczonego dla różnych głębokości. Jak widać wspomniany czas nie zależy od średnicy defektu, jedynie wtedy, gdy stosunek średnicy do głębokości defektu jest duży. Z powyższego wynika, że czas stygnięcia odpowiadający maksymalnej wartości pochodnej kontrastu temperaturowego nie zależy od średnicy defektu, jeżeli defekty znajdują się blisko badanej powierzchni (dla metali jest to odległość od powierzchni nie większa niż kilka dziesiątych mm , zaś dla polimerów - nie większa niż $1\ mm$).



Rys. 4.8. Zależność czasu stygnięcia odpowiadającego maksimum pochodnej standardowego kontrastu temperaturowego od średnicy defektu.

W pracy [48] badano zależność kontrastu temperaturowego od czasu dla próbki kompozytu węglowego zawierającej symulowane defekty w postaci nieprzelotowych otworów o średnicy $7,5 \text{ mm}$ rozmieszczonych na różnych głębokościach. Ustalono, że czas stygnięcia powierzchni materiału po uprzednim nagrzaniu impulsem cieplnym, w którym następuje maksimum kontrastu dla defektu o danej średnicy jest funkcją kwadratu głębokości (rys. 4.9).



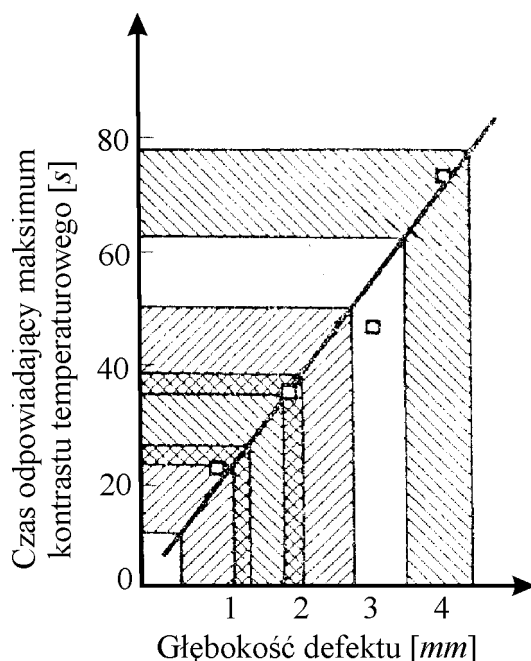
Rys. 4.9. Zależność czasu stygnięcia odpowiadającego maksimum kontrastu temperaturowego od kwadratu głębokości defektu. Defekty o średnicy 7,5 mm wykonane w płycie kompozytu węglowego znajdowały się na głębokościach: 0,25 mm , 0,87 mm , 0,97 mm , 1,12 mm [48].

W pracy [36] zaproponowano teoretyczny opis, który miał potwierdzić zależność otrzymaną doświadczalnie. Różnicę wartości temperatury powierzchni płyt wykonanych z tego samego materiału, o grubościach L i L_r , od czasu, po uprzednim nagraniu impulsem cieplnym, wyrażono korzystając z rozwiązania równania różniczkowego przewodzenia ciepła dla warstwy (patrz równanie 4.1),

$$\begin{aligned} \Delta T = T - T_r &= \frac{Q}{\rho c L} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{\left(-\frac{n^2 \pi^2 \alpha t}{L^2} \right)} \right] - \frac{Q}{\rho c L_r} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{\left(-\frac{n^2 \pi^2 \alpha t}{L_r^2} \right)} \right] = \\ &= \frac{Q}{\rho c L_r} \left[\frac{L_r}{L} - 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{L_r}{L} e^{\left(-\frac{n^2 \pi^2 \alpha t}{L^2} \right)} - e^{\left(-\frac{n^2 \pi^2 \alpha t}{L_r^2} \right)} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Zakładając, że różnica wspomnianych wartości temperatury powierzchni będzie odpowiadała różnicy wartości temperatury obszaru powierzchni nad defektem oraz obszaru, pod którym defektu nie ma, wyrażenie (4.3) nazwano kontrastem temperaturowym. Autorzy stwierdzają jedynie, że z zależności opisanej powyższym równaniem można pokazać, że czas stygnięcia odpowiadający maksimum kontrastu temperaturowego zależy od kwadratu głębokości defektu. Jednakże nie przedstawiono

odpowiedniego matematycznego wyprowadzenia potwierdzającego istnienie wspomnianej relacji.



Rys. 4.10. Zależność czasu stygnięcia odpowiadającego maksimum kontrastu temperaturowego od głębokości defektu. Defekty o średnicy 20 mm wykonane w płycie polimerowej znajdowały się na głębokościach: 0,9 mm , 1,8 mm , 2,8 mm , 3,5 mm [57].

Badania przeprowadzone w pracach [57-59], a także w niniejszej rozprawie, nie potwierdziły liniowego charakteru zależności czasu odpowiadającego maksimum kontrastu od kwadratu głębokości defektu. Stwierdzono natomiast, że czas stygnięcia odpowiadający maksymalnej wartości kontrastu jest liniową funkcją głębokości defektu (rys. 4.10).

Fakt, że zależność kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia dla obszaru powierzchni nad defektem posiada maksimum, wykorzystano w pracy [35] do opracowania algorytmu, odwzorowującego położenie defektu w podpowierzchniowej warstwie materiału. Algorytm wykorzystuje otrzymany eksperymentalnie rozkład temperatury w czasie na powierzchni materiału, po uprzedniej stymulacji impulsem cieplnym oraz równanie różniczkowe przewodzenia ciepła dla półprzestrzeni (równanie 4.2). Analiza dotyczy procesów falowych zachodzących w wyniku

nagrzania impulsem cieplnym materiału jednorodnego zajmującego półprzestrzeń oraz warstwy tego materiału o grubości L . Impuls stymulujący o dowolnym kształcie można poddać transformacji Fouriera i rozłożyć na szereg fal harmonicznym o odpowiednich częstotliwościach. Jak przedstawiono w paragrafie 3.3 są to fale, których amplituda maleje w miarę ich wnikania w głąb materiału. Nagrzanie impulsem cieplnym powierzchni badanego materiału sprawia, że w jego wnętrzu rozchodzą się fale, które odbijają się od napotkanych powierzchni takich, jak defekty czy też tylna powierzchnia materiału. Zatem, temperatura na powierzchni materiału jednorodnego o grubości L będzie wyższa od temperatury na powierzchni materiału jednorodnego zajmującego półprzestrzeń. Autorzy założyli, że różnica temperatury na wymienionych powierzchniach dla czasu stygnięcia t_k , po którym „fala termiczna” odbije się od defektu i dotrze do badanej powierzchni, będzie równa temperaturze na powierzchni materiału jednorodnego zajmującego półprzestrzeń nad miejscem, w którym ta półprzestrzeń ma głębokość $2L$. Z zależności kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia można odczytać czas t_k . Odpowiada mu pierwsza chwila pojawienia się kontrastu temperaturowego. Innymi słowy jest to czas odpowiadający najmniejszej mierzalnej wartości tego kontrastu (patrz rys. 4.11).

Dla materiału jednorodnego będącego półprzestrzenią, zmiana temperatury na jego powierzchni dla czasu stygnięcia t_k , po uprzednim nagrzaniu impulsem cieplnym, ma postać:

$$T_n(t_k) = \frac{Q}{\sqrt{\pi} \sqrt{\lambda \rho c} \sqrt{t_k}}. \quad (4.4)$$

Zmianę temperatury na powierzchni półprzestrzeni ograniczonej na głębokości $2L$ wyrażono wzorem:

$$T_{n-2L}(t_k) = \frac{Q}{\sqrt{\pi} \sqrt{\lambda \rho c} \sqrt{t_k}} e^{\left(-\frac{\rho c}{4\lambda t_k} (2L)^2\right)}. \quad (4.5)$$

Przyjmując następującą postać kontrastu temperaturowego:

$$C(t_k) = \frac{T_d(t_k) - T_n(t_k)}{T_n(t_k)}, \quad (4.6)$$

gdzie: $T_d(t_k)$ - wartość temperatury obszaru badanej powierzchni, pod którą znajduje się defekt w chwili czasu t_k podczas procesu stygnięcia,

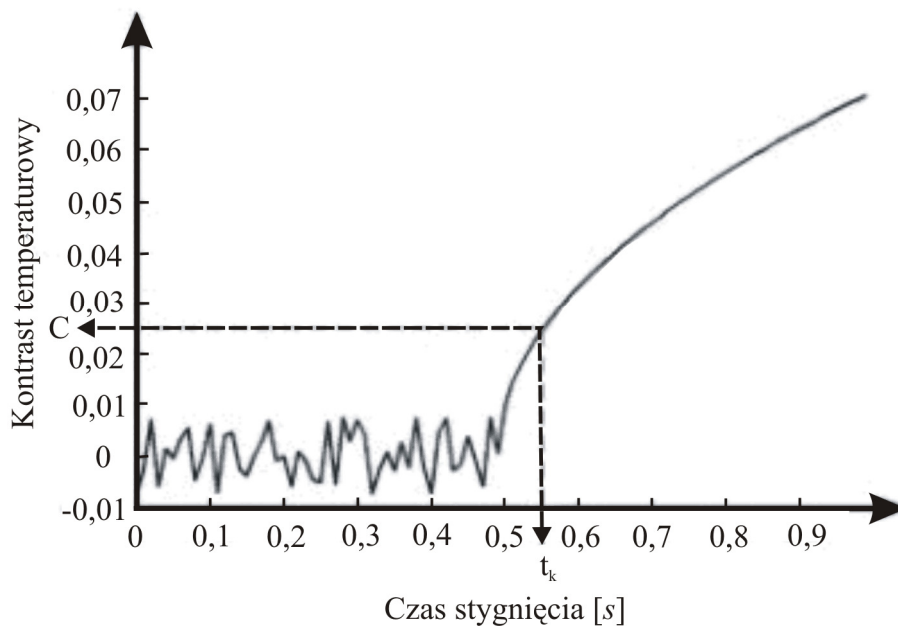
$T_n(t_k)$ - wartość temperatury jednorodnego obszaru badanej powierzchni w chwili czasu t_k podczas procesu stygnięcia.

i podstawiając (4.4) i (4.5) do wyrażenia (4.6) otrzymano:

$$C(t_k) = \frac{\frac{Q}{\sqrt{\pi} \sqrt{\lambda \rho c} \sqrt{t_k}} e^{\left(-\frac{\rho c L^2}{\lambda t_k}\right)}}{\frac{Q}{\sqrt{\pi} \sqrt{\lambda \rho c} \sqrt{t_k}}} = e^{\left(-\frac{\rho c L^2}{\lambda t_k}\right)}. \quad (4.7)$$

Zatem, głębokość defektu L wyraża się następująco:

$$L = \sqrt{-\frac{\lambda t_k}{\rho c} \log(C(t_k))}. \quad (4.8)$$



Rys. 4.11. Zależność kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia [35].

W przedstawionym sposobie wyznaczania głębokości defektu istotnym problemem jest określenie czasu t_k odpowiadającego minimalnej wartości kontrastu. Wyznaczenie możliwie małej wartości tego kontrastu może być zakłócone poziomem szumu. Należy także podkreślić, że wyprowadzona zależność (4.8) została uzyskana przy założeniu, że czas pojawienia się maksimum kontrastu temperaturowego zależy

tylko od głębokości defektu. Jak już wspomniano, czas ten jest nie tylko funkcją głębokości, ale także wielkości defektu. Dlatego też przedstawiona metoda może być zastosowana, gdy stosunek wielkości do głębokości defektu jest duży. Jest to bardzo istotne ograniczenie metody.

Podobnie jak w wielu innych pracach, wykorzystanie zależności rozkładu kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia do wyznaczenia głębokości wykrytego defektu, wymaga określenia, które obszary badanej powierzchni są obszarami materiału jednorodnego (materiału odniesienia). Wyeliminowaniu tej potrzeby poświęcone są prace [60-62]. Wykorzystano w nich rozwiązanie jednowymiarowego równania różniczkowego przewodzenia ciepła dla półprzestrzeni (zależność 4.2) oraz najprostszą formę kontrastu temperaturowego zwanego kontrastem bezwzględnym (patrz paragraf 3.2, równanie 3.8). Po nagrzaniu powierzchni impulsem cieplnym istnieje czas stygnięcia t' liczony od rozpoczęcia stymulacji do pojawienia się mierzalnego kontrastu temperaturowego. Do tego czasu, wskazanie miejsc zdefektowanych nie jest możliwe, ponieważ zmiana temperatury w miejscu materiału jednorodnego (w przedziale czasu $0-t'$) jest równa zmianie temperatury w dowolnym miejscu powierzchni materiału. Wyrażenie na zmianę temperatury powierzchni dla czasu t' , ma postać:

$$\Delta T(t') = \frac{Q}{\sqrt{\lambda \rho c} \sqrt{\pi t'}}. \quad (4.9)$$

Zapisując wzór (4.9) w inny sposób, a mianowicie: $\frac{Q}{\sqrt{\lambda \rho c}} = \sqrt{\pi t'} \cdot \Delta T(t')$ i podstawiając do niego (4.2), otrzymujemy następującą formę wyrażenia na zmianę temperatury powierzchni materiału jednorodnego:

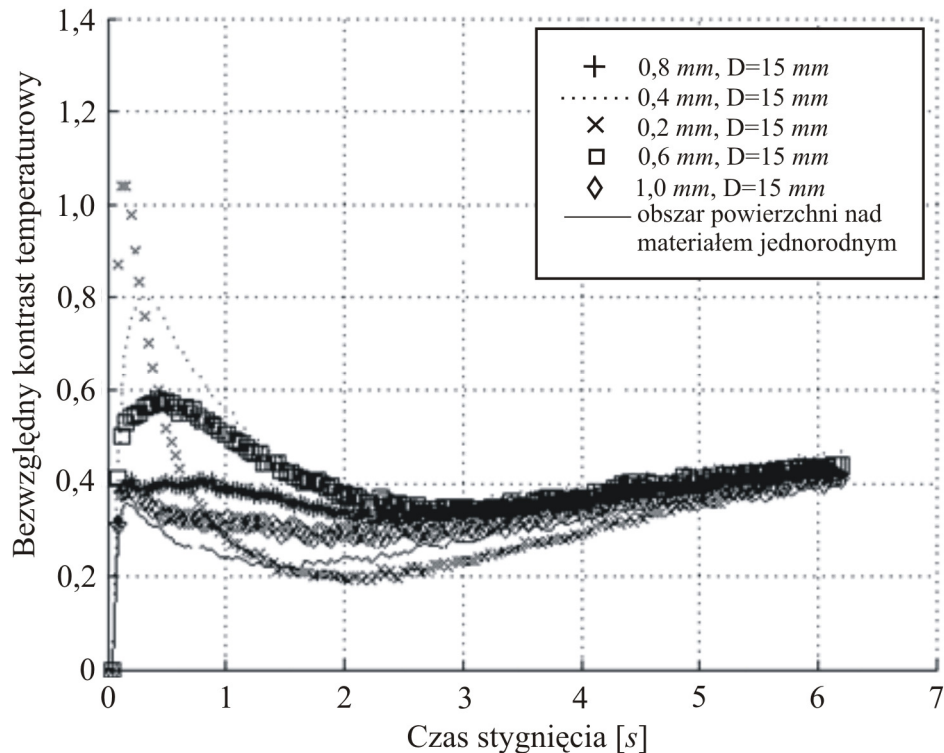
$$\Delta T(t) = \Delta T_{nd}(t) = \frac{Q}{\sqrt{\lambda \rho c} \sqrt{\pi t}} = \frac{\sqrt{\pi t'}}{\sqrt{\pi t}} \cdot \Delta T(t') = \sqrt{\frac{t'}{t}} \cdot \Delta T(t'), \quad (4.10)$$

gdzie: $\Delta T(t')$ - to zmiana temperatury badanej powierzchni w chwili t' .

Podstawiając wyrażenie (4.10) do wzoru na bezwzględny kontrast temperaturowy $C^b(t) = T(t) - T_{nd}(t) = \{T(t) - T(0)\} - \{T_{nd}(t) - T_{nd}(0)\} = \Delta T(t) - \Delta T_{nd}(t)$ otrzymujemy:

$$C^b(t) = \Delta T(t) - \Delta T_{nd}(t) = \Delta T(t) - \sqrt{\frac{t'}{t}} \cdot \Delta T(t'). \quad (4.11)$$

Na rys. 4.12 przedstawiono wykres zależności tego kontrastu od czasu stygnięcia otrzymany dla próbki zawierającej symulowane defekty o średnicy równej 15 mm. Zostały one wykonane na głębokościach: 0,2 mm, 0,4 mm, 0,6 mm, 0,8 mm, 1 mm w płycie kompozytu polimerowego wzmocnionego włóknami węglowymi o grubości 2 mm.



Rys. 4.12. Zależność bezwzględnego kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia [60].

Jak widać na rys. 4.12, przedstawiona zależność dla obszaru powierzchni nad defektem posiada maksimum. Warto zauważyć, że pomimo dużego stosunku wielkości defektu do jego głębokości, otrzymane maksima są stosunkowo niskie. Zależność (4.11) wyprowadzono korzystając z rozwiązania równania różniczkowego przewodzenia ciepła dla półprzestrzeni. To rozwiązanie może być wykorzystane także dla warstwy o skończonej grubości, jeśli warunki stymulacji cieplnej danego materiału zostaną tak dobrane, że na rozkład temperatury na stygnącej powierzchni warstwy nie ma wpływu jej powierzchnia przeciwległa. Zastosowanie wspomnianej zależności jest ograniczone do defektów, których stosunek wielkości do głębokości jest duży. Oprócz tego czas stygnięcia t' nie został jednoznacznie określony, bowiem mierzalna wartość

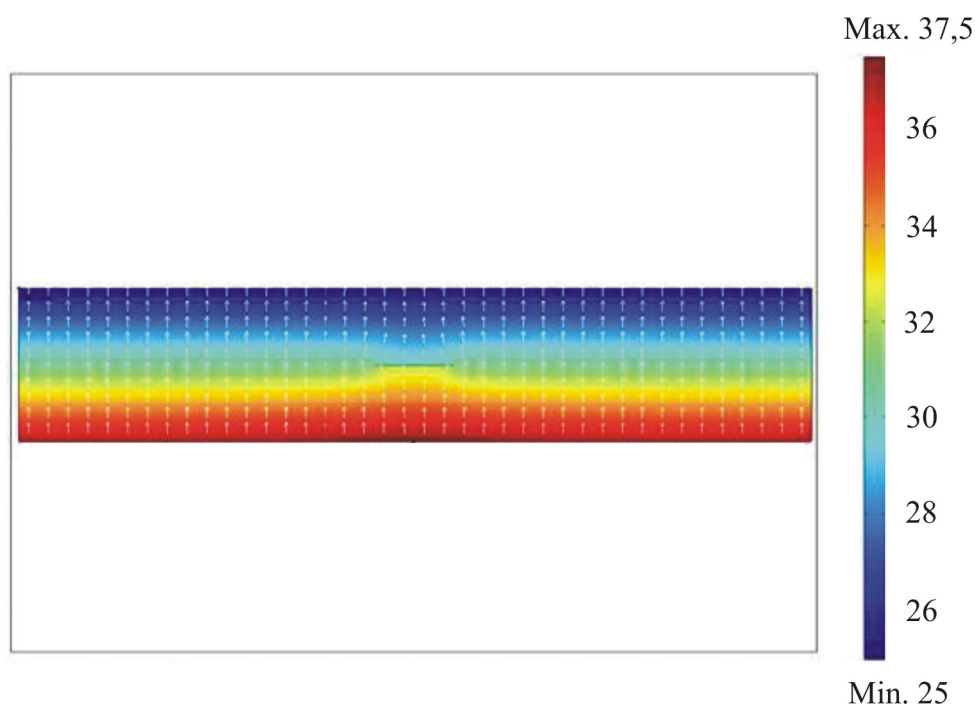
kontrastu temperaturowego zależy od stosowanej aparatury (poziom szumu zależy od jej jakości).

4.3. Zastosowanie symulacji numerycznych do wykrywania i wyznaczania położenia defektów w podpowierzchniowej warstwie materiału

Zależność rozkładu temperatury na powierzchni materiału jednorodnego od czasu stygnięcia, po uprzednim nagrzaniu impulsem cieplnym, można otrzymać analitycznie, rozwiązując jednowymiarowe równanie różniczkowe przewodzenia ciepła przy zadanych warunkach początkowo-brzegowych (np. wzór 4.2). Wyprowadzenie takiej zależności dla powierzchni jednorodnej półprzestrzeni, po jej równomiernym nagrzaniu impulsem cieplnym o skończonym czasie trwania, zawiera niniejsza praca (patrz Dodatek A). W przypadku elementów o złożonej geometrii, takich jak płyty zawierające symulowane defekty, rozwiązanie równania przewodzenia ciepła w sposób analityczny jest bardzo trudne, a niekiedy staje się niemożliwe. W takich sytuacjach wykorzystuje się metody numeryczne. Jedną z takich metod jest metoda elementów skończonych (MES). Projektując numeryczny model próbki zawierającej defekty, odpowiadający próbce rzeczywistej, a następnie uwzględniając warunki początkowo-brzegowe zgodne z warunkami eksperymentu, za pomocą MES, wyznacza się zależności rozkładu temperatury na badanej powierzchni od czasu stygnięcia [63-67]. Porównanie wyników otrzymanych numerycznie z wynikami eksperymentu umożliwia udoskonalenie numerycznego modelu próbki i ewentualne skorygowanie warunków początkowo-brzegowych (energii oraz czasu trwania impulsu) tak, aby wyniki numeryczne były, z określonym przybliżeniem, zgodne z wynikami eksperymentalnymi. Osiągnięcie takiego stanu badań otwiera możliwość rozwiązania problemu odwrotnego, czyli wyznaczenia wielkości i głębokości defektu na podstawie otrzymanego doświadczalnie rozkładu temperatury na powierzchni badanego materiału.

Analiza numeryczna dotyczy jednowymiarowych, dwuwymiarowych oraz trójwymiarowych modeli płyt o różnych wymiarach wykonanych z różnego typu materiałów zawierających podpowierzchniowe symulowane defekty. Warunki

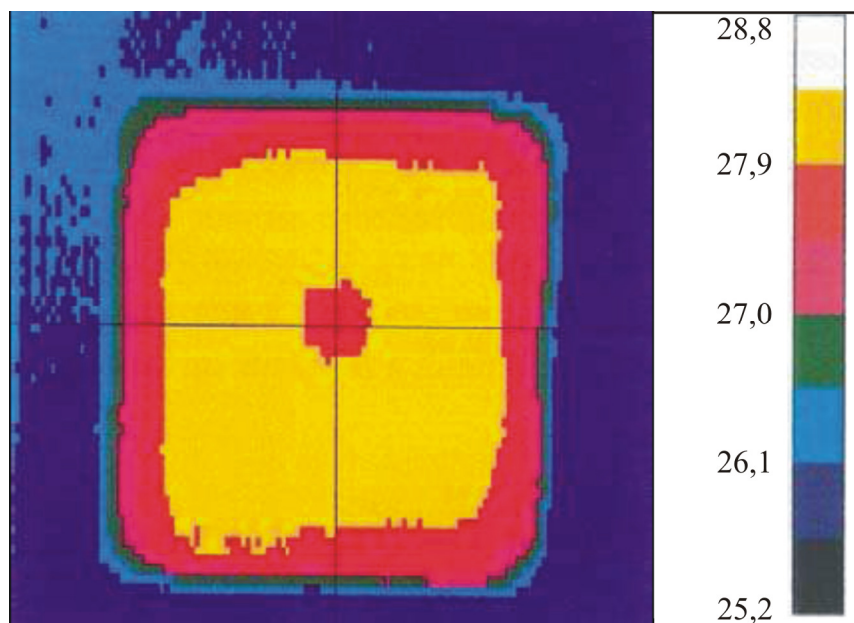
początkowo–brzegowe odpowiadają rzeczywistemu eksperymentowi, gdzie zakłada się, że proces stygnięcia nagrzanej jednorodnie powierzchni zachodzi wyłącznie na drodze przewodzenia ciepła. Takim przykładem jest analiza dwuwymiarowego modelu płyty betonowej zawierającej w warstwie podpowierzchniowej defekt symulujący delaminację w formie pustki powietrznej [45]. Przyjęto, że powierzchnia płyty została nagrzana równomiernie lampą o mocy 100 W (autorzy nie podali czasu trwania impulsu). Na rys. 4.13 przedstawiono, uzyskany numerycznie, rozkład temperatury na badanej powierzchni w funkcji czasu stygnięcia. Uzyskane wyniki pokazały, że temperatura powierzchni materiału nad defektem różni się od temperatury powierzchni materiału jednorodnego.



Rys. 4.13. Otrzymany numerycznie rozkład temperatury na powierzchni materiału betonowego zawierającego podpowierzchniową delaminację o średnicy 1 położoną na głębokości 1 (jednostki bezwymiarowe) [45].

W pracy [68] przedstawiono trójwymiarowy model płyty wykonanej z kompozytu epoksydowo-węglowego o wymiarach 60 mm x 60 mm x 2 mm. Płyta zawierała symulowaną delaminację w postaci kwadratowej teflonowej płytki o wymiarach 10 mm x 10 mm i grubości 0,05 mm położonej na głębokości 1 mm. Przeprowadzono numeryczną analizę procesu stygnięcia powierzchni płyty uprzednio

równomiernie nagrzanej z gęstością powierzchniową energii $3000 - 4000 \text{ J mm}^{-2}$. Impuls trwał 5 ms . Otrzymano rozkład temperatury na powierzchni płyty w funkcji czasu jej stygnięcia (rys. 4.14). Wykonano także eksperyment na próbce rzeczywistej. Wartość temperatury powierzchni nad obszarem zdefektowanym dla czasu stygnięcia $1,4 \text{ s}$ przewyższała dwukrotnie wartość otrzymaną eksperymentalnie. Różnica ta wynikała z nieuwzględnienia w numerycznym modelu próbki warstwy powietrza znajdującej się pomiędzy materiałem osnowy a „teflonową delaminacją”. To pokazuje, jak istotne jest porównanie wyników otrzymanych numerycznie z wynikami eksperymentu. Jeżeli wyniki te, z określonym przybliżeniem, są zgodne ze sobą, można podjąć próbę wyznaczenia głębokości wykrytego defektu od badanej powierzchni. Taką próbę podjęto dla symulowanych defektów wykonanych w laminacie [69].



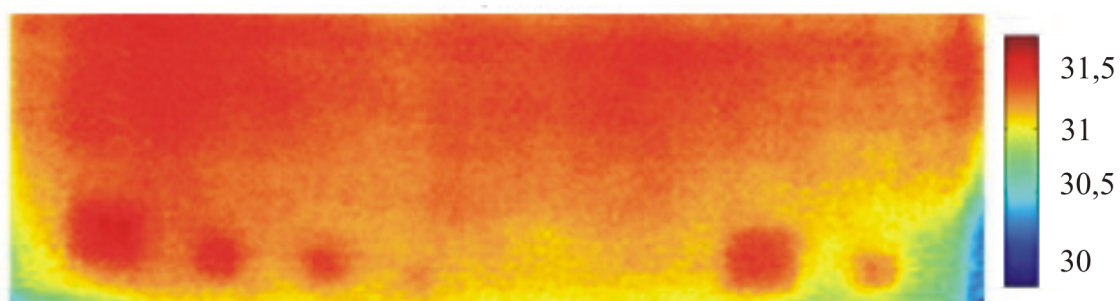
Rys. 4.14. Otrzymany numerycznie rozkład temperatury na powierzchni laminatu węglowo-epoksydowego zawierającego podpowierzchniowy defekt w formie kwadratu o wymiarach $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 0,05 \text{ mm}$ dla czasu stygnięcia $1,4 \text{ s}$ [68].

Laminat o wymiarach $304 \text{ mm} \times 304 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ składał się z dwóch zewnętrznych aluminiowych warstw zawierających w części środkowej epoksyd wzmocniony włóknami szklanymi. W płycie umieszczono teflonowe płytki o grubości $0,045 \text{ mm}$ symulujące defekty w kształcie kwadratów o następujących długościach boków:

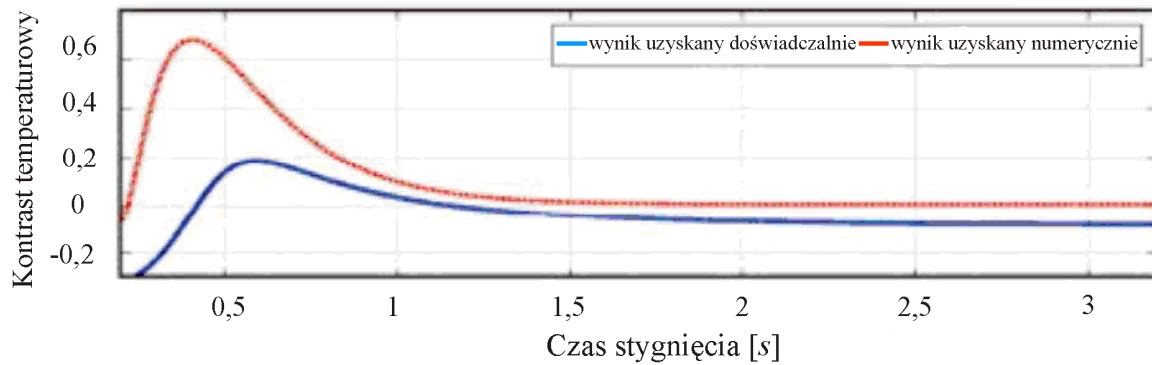
20 mm, 12 mm, 10 mm, 5 mm, 3 mm, 2 mm i 1 mm położonych na głębokości 0,6 mm. Powierzchnię laminatu równomiernie nagrzano impulsem cieplnym o energii 2400 J, trwającym 0,01 s. Wyznaczono doświadczalnie rozkład temperatury na powierzchni płyty w funkcji jej czasu stygnięcia. Opracowano także trójwymiarowy, numeryczny model tak przygotowanej próbki i przeprowadzono analizę numeryczną procesu stygnięcia jej powierzchni. Otrzymane numerycznie rozkłady temperatury na stygnącej powierzchni (rys. 4.15), były zgodne z rozkładami otrzymanymi doświadczalnie (rys. 4.16).



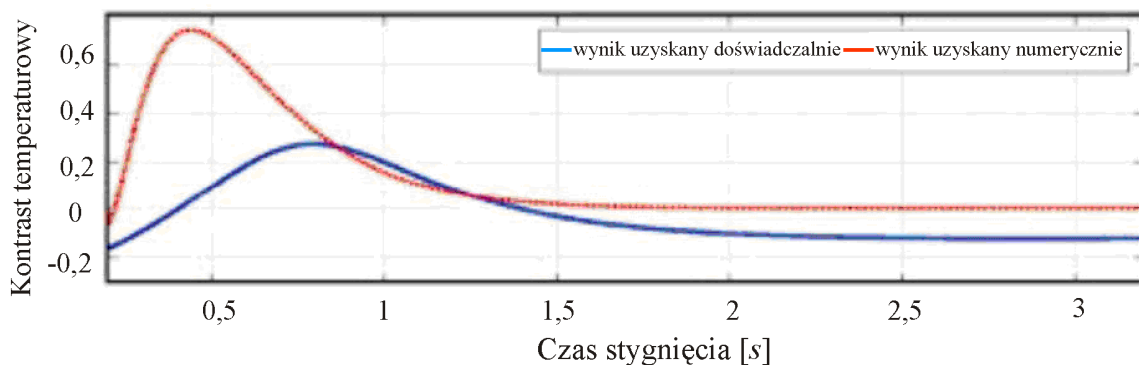
Rys. 4.15. Uzyskany numerycznie rozkład temperatury na powierzchni badanego materiału dla czasu stygnięcia 0,48 s [69].



Rys. 4.16. Uzyskany doświadczalnie rozkład temperatury na powierzchni badanego materiału dla czasu stygnięcia 0,48 s [69].



Rys. 4.17. Zależność bezwzględnego kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia dla obszaru nad defektem o wymiarach: $20\text{ mm} \times 20\text{ mm} \times 0,045\text{ mm}$, położonym na głębokości $0,6\text{ mm}$ płyty laminatu [69].

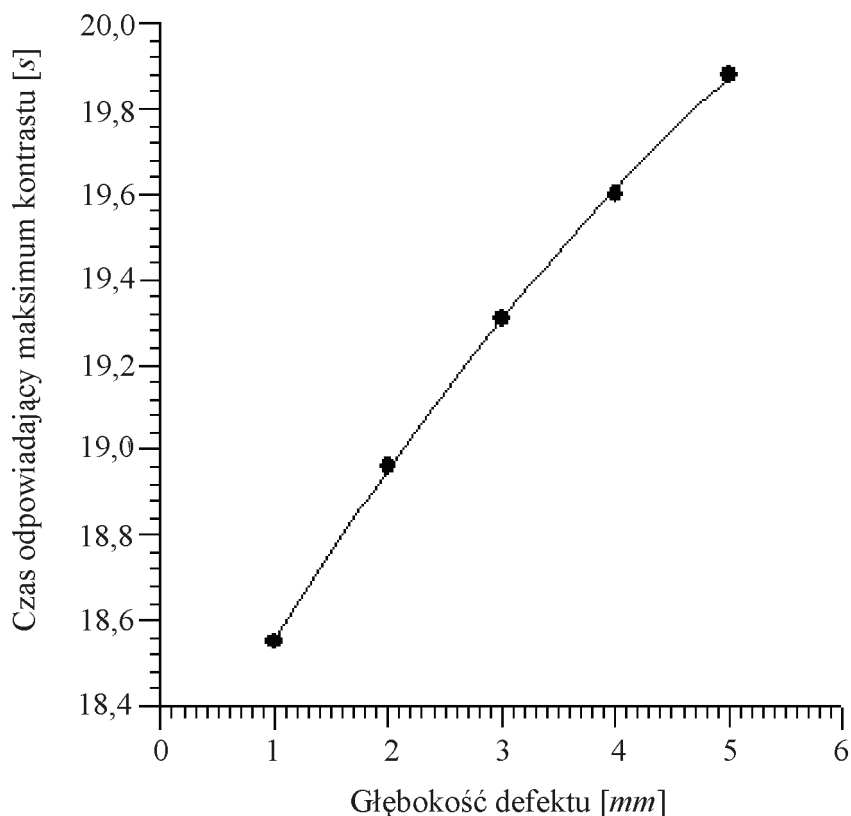


Rys. 4.18. Zależność bezwzględnego kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia dla obszaru nad defektem o wymiarach: $12\text{ mm} \times 12\text{ mm} \times 0,045\text{ mm}$, położonym na głębokości $0,6\text{ mm}$ płyty laminatu [69].

Do wyznaczenia głębokości defektów wykorzystano zależność bezwzględnego kontrastu temperaturowego (patrz paragraf 3.2, równanie 3.8) od czasu stygnięcia rys. 4.17 i rys. 4.18. Przyjęto, że czas stygnięcia odpowiadający pojawieniu się maksimum kontrastu temperaturowego zależy tylko od głębokości defektu. Wyznaczony numerycznie czas, po którym pojawiło się maksimum kontrastu był jednakowy dla defektów o różnych wymiarach i wynosił $0,28\text{ s}$. Natomiast uzyskana doświadczalnie tego typu wartość czasu dla mniejszego defektu była równa $0,8\text{ s}$, a dla większego $0,4\text{ s}$. Otrzymane wyniki potwierdziły tezę postawioną w niniejszej

pracy, że nie jest możliwe oszacowanie głębokości defektów na podstawie czasu odpowiadającego wystąpieniu maksimum kontrastu, ponieważ czas ten zależy nie tylko od głębokości, ale także od wielkości defektu. Zatem, aby oszacować głębokość defektu na podstawie zależności kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia, należy znać wielkość defektu. Ponadto, badając wspomnianą zależność dla defektów mających różne rozmiary i leżących na tej samej głębokości otrzymuje się, że mniejszym defektom będzie odpowiadał krótszy czas stygnięcia do pojawienia się maksimum kontrastu, natomiast dla defektów większych będzie on dłuższy.

Rozwiązanie problemu odwrotnego, czyli wykorzystanie w tym wypadku metod numerycznych do szacowania głębokości defektów na podstawie danych uzyskanych eksperymentalnie, przy uwzględnieniu wpływu wielkości defektów, nie zostało do tej pory rozwiązane.



Rys. 4.19. Zależność czasu stygnięcia odpowiadającego maksimum kontrastu temperaturowego od głębokości defektu. Średnica symulowanego defektu wynosiła 18 mm [70].

W jednej z prac zaprojektowano trójwymiarowy model stalowej płyty $155\text{ mm} \times 146\text{ mm} \times 19\text{ mm}$ zawierającej płaskie nieprzelotowe defekty o średnicy 18 mm [70]. Defekty zostały wykonane na głębokościach: 1 mm , 2 mm , 3 mm , 4 mm , 5 mm , 6 mm . Wyniki uzyskane numerycznie wykorzystano do opracowania zależności czasu stygnięcia odpowiadającego maksimum kontrastu temperaturowego od głębokości defektu (rys. 4. 19). Wspomniana zależność posłużyła do oszacowania głębokości defektu wykrytego podczas doświadczenia w rzeczywistej płycie. Zależność przedstawiona na rys. 4.19 została opracowana tylko dla jednej, znanej średnicy defektu (18 mm), ponieważ przyjęto, że jego wielkość nie wpływa na czas stygnięcia odpowiadający maksimum kontrastu temperaturowego. Czas ten zależy także od średnicy defektu. Powstaje więc konieczność opracowania niezależnej metody wyznaczania wielkości i głębokości defektów.

5. Cele i zakres pracy

Metoda impulsowej termografii podczerwieni jest coraz szerzej wykorzystywana do wykrywania defektów w podpowierzchniowej warstwie materiałów. Jednakże, jak wynika z analizy opublikowanych rezultatów badań w tej dziedzinie, dotychczas nie opracowano metody, która umożliwiłaby jednoznaczne oszacowanie wielkości wykrytego defektu i jego odległości od powierzchni materiału. Taki stan badań stanowi genezę niniejszej rozprawy. Jej cele są następujące:

- Zaproponowanie dwóch niezależnych metod szacowania wielkości i położenia defektów znajdujących się pod badaną powierzchnią.
- Wykorzystanie zaproponowanych metod do odtworzenia średnicy i głębokości symulowanych defektów w stali austenitycznej.

Przedstawione cele pracy określają jej zakres. Zawierają się w nim następujące punkty:

- a) Doświadczalne wyznaczenie zależności temperatury powierzchni próbki wykonanej z materiału jednorodnego (stali austenitycznej) od czasu jej stygnięcia po uprzednim nagrzaniu krótkim (3 ms) impulsem cieplnym. Porównanie otrzymanych wyników z rozwiązaniem równania przewodzenia ciepła, dla półprzestrzeni, której powierzchnię nagrzano także krótkim impulsem, przy zaniechaniu zjawiska konwekcji.
- b) Określenie zakresu czasu, w którym próbka materiału mająca postać płytki o skończonej grubości może być traktowana jak półprzestrzeń.
- c) Zaprojektowanie i wykonanie próbki ze stali austenitycznej zawierającej symulowane defekty w postaci nieprzelotowych otworów o różnych średnicach i różnych głębokościach.
- d) Przeprowadzenie badań na próbce zawierającej symulowane defekty, polegających na wyznaczeniu zależności rozkładu temperatury na powierzchni pomiarowej od czasu stygnięcia tej powierzchni po stymulacji impulsem

cieplnym i wyznaczenie zależności standardowego kontrastu temperaturowego od czasu dla poszczególnych, badanych defektów.

- e) Wyznaczenie, na podstawie powierzchniowego rozkładu temperatury, rozkładu jej pochodnej względem czasu i wykorzystania otrzymanych wyników do opracowania procedury szacowania średnicy defektu. Oszacowanie średnicy badanych defektów.
- f) Oszacowanie odległości defektów od badanej powierzchni, na podstawie zależności kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia powierzchni i wyznaczonych średnic.

Ponadto do zakresu pracy należy przedstawienie jej genezy oraz analizy publikacji dotyczących zastosowania termografii impulsowej do wykrywania defektów w podpowierzchniowej warstwie materiałów.

6. Badania rozkładu temperatury na powierzchni materiału uprzednio nagrzanej impulsem cieplnym

Metoda termografii impulsowej polega na nagrzaniu powierzchni materiału krótkim impulsem cieplnym, a następnie wyznaczeniu i analizie rozkładu temperatury na badanej powierzchni w czasie jej stygnięcia (patrz paragraf 3.2). Jeżeli pod powierzchnią materiału znajduje się defekt, to zależność rozkładu temperatury na badanej powierzchni od czasu będzie różnić się od tego typu zależności dla materiału jednorodnego. Różnica ta jest istotą wykrywania defektów metodą termografii impulsowej. Aby stwierdzić, czy wspomniana różnica występuje, należy znać teoretyczną zależność temperatury powierzchni materiału jednorodnego od czasu jej stygnięcia. Zgodność wyznaczonej doświadczalnie tego typu zależności z zależnością teoretyczną świadczyłaby o braku defektów, zaś odstępstwo wskazywałoby na ich obecność. Dla jednowymiarowego modelu półprzestrzeni zmiana temperatury jego powierzchni podczas stygnięcia po uprzednim, jednorodnym nagrzaniu nieskończenie krótkim impulsem cieplnym, przy założeniu, że proces stygnięcia nagrzanej powierzchni zachodzi wyłącznie na drodze przewodzenia ciepła, ma postać [10]:

$$\Delta T(t) = T(t) - T_0 = \frac{Q}{c\rho\sqrt{\pi}\sqrt{\alpha}} \cdot \frac{1}{\sqrt{t}}, \quad (6.1)$$

gdzie: $T(t)$ - temperatura w wybranym obszarze powierzchni uprzednio nagrzanej impulsem cieplnym,

T_0 - temperatura w tym obszarze powierzchni przed jej stymulacją cieplną,

Q - powierzchniowa gęstość energii zaabsorbowanej przez badaną powierzchnię materiału podczas stymulacji cieplnej,

α - dyfuzyjność cieplna,

c - ciepło właściwe,

ρ - gęstość materiału,

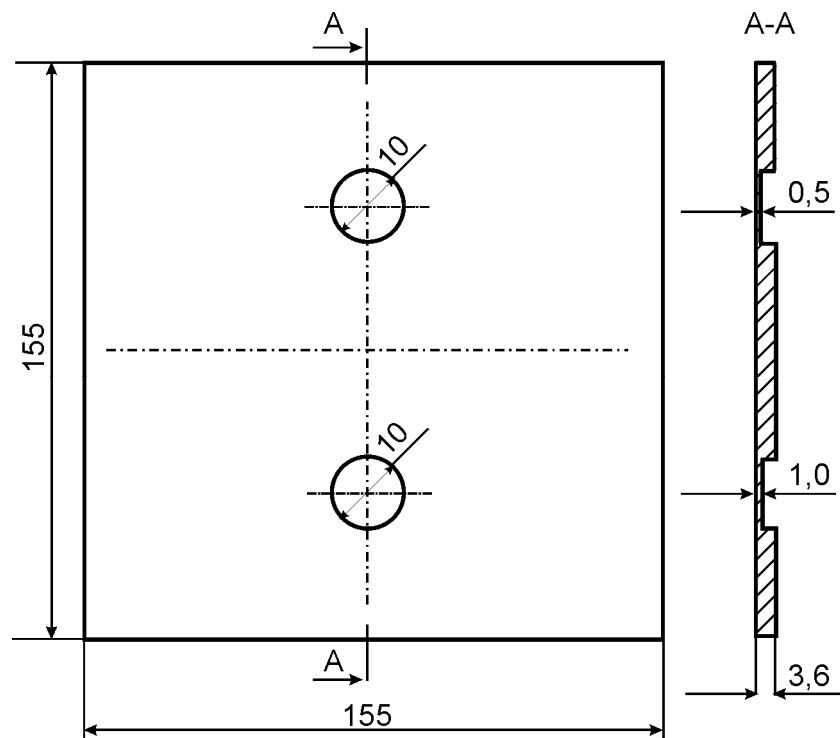
t - czas stygnięcia badanej powierzchni liczony od momentu rozpoczęcia stymulacji cieplnej.

Oddzielnego rozwiązania równania różniczkowego przewodzenia ciepła wymaga sytuacja, w której czasu trwania impulsu cieplnego nie można uznać za nieskończenie krótki. Taki problem rozwiązano i wyniki przedstawiono w dodatku A niniejszej pracy.

Po obustronnym zlogarytmowaniu równania (6.1), otrzymamy:

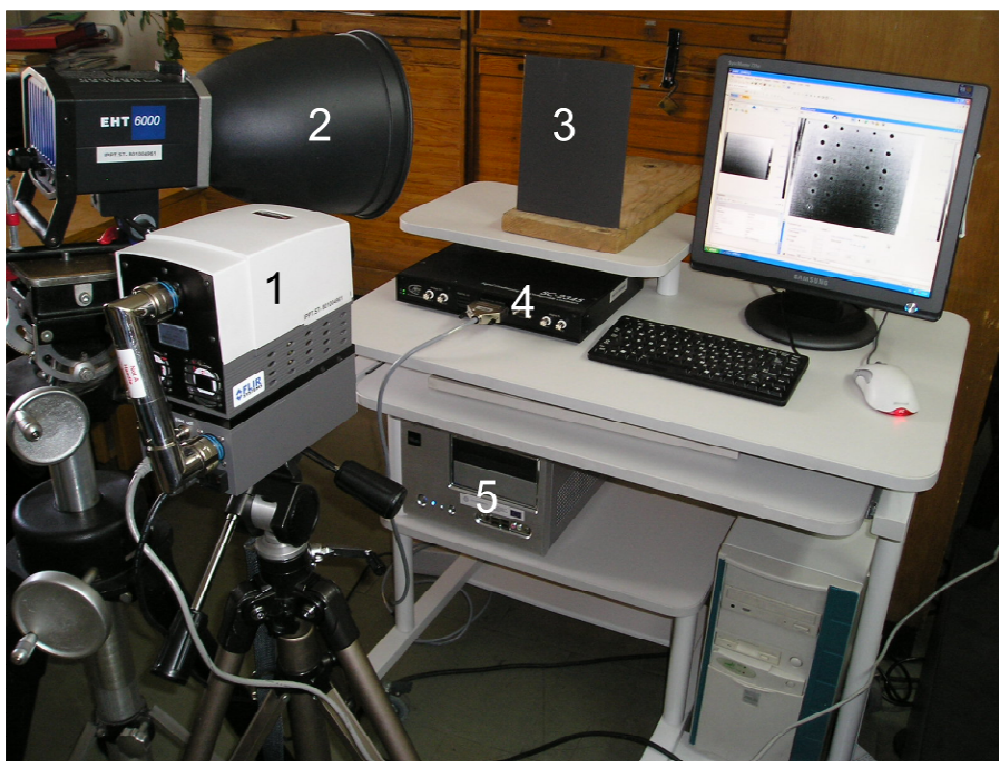
$$\ln \Delta T(t) = \ln \left(\frac{Q}{c\rho\sqrt{\pi}\sqrt{\alpha}} \right) - \frac{1}{2} \ln(t). \quad (6.2)$$

Z równania (6.2) wynika, że logarytm naturalny zmiany temperatury powierzchni materiału jednorodnego jest liniową funkcją logarytmu czasu. Jej wykresem jest linia prosta o nachyleniu $-\frac{1}{2}$. Zatem, wykres zależności $\ln \Delta T$ od $\ln(t)$ odbiegający od tej prostej, świadczy o istnieniu defektów w podpowierzchniowej warstwie materiału. Aby to sprawdzić doświadczalnie, przygotowano próbkę w postaci stalowej płyty o wymiarach $155 \text{ mm} \times 155 \text{ mm} \times 3,6 \text{ mm}$, w której wykonano płaskie nieprzelotowe otwory o średnicy 10 mm symulujące defekty. Znajdowały się one w odległości $0,5 \text{ mm}$ i 1 mm od powierzchni (rys. 6.1). Jest to najprostszy sposób otrzymania materiału zawierającego obszary różniące się dyfuzyjnością od osnowy.



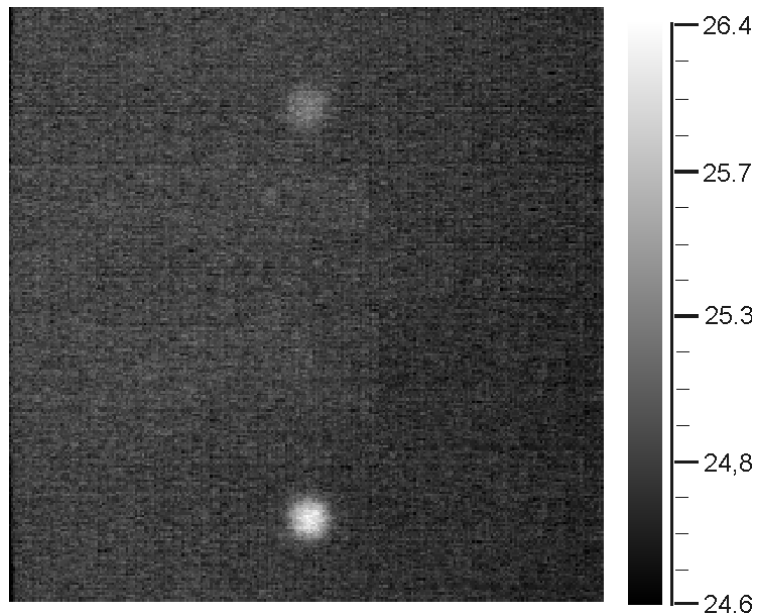
Rys. 6.1. Geometria stalowej płyty z symulowanymi defektami.

Aby badana powierzchnia była jednorodna pod względem emisyjności, pokryto ją grafitem. Wysoka emisyjność grafitu (0,86), sprzyja zwiększeniu czułości metody pomiaru temperatury. Tak przygotowaną powierzchnię próbki nagrzano jednorodnie halogenową lampą błyskową o energii impulsu $1,5 \text{ kJ}$. Czas trwania impulsu wynosił 3 ms , a odległość lampy od próbki - $0,5 \text{ m}$. Rozkład temperatury na badanej powierzchni podczas procesu jej stygnięcia rejestrowano za pomocą systemu termograficznego zawierającego kamerę ThermaCam Phoenix firmy FLIR z detektorem promieniowania podczerwonego InSb o zakresie spektralnym $(3 - 5) \mu\text{m}$. Obrazy termiczne rejestrowano z częstotliwością 346 Hz . Zarówno kamerę termograficzną jak i lampę stymulującą umieszczono od strony próbki, na której nie były widoczne symulowane defekty (rys. 6.2). Rozkład temperatury na powierzchni badanego materiału, dla czasu stygnięcia $0,86 \text{ s}$, liczonego od wygaśnięcia impulsu stymulującego, pokazano na rys. 6.3.



Rys. 6.2. Układ pomiarowy do wykrywania defektów metodą termografii impulsowej:

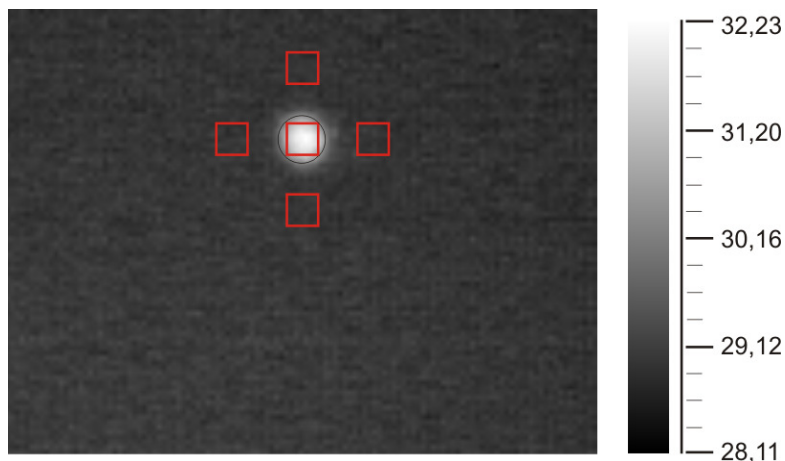
- 1 – kamera podczerwieni, 2 – halogenowa lampa błyskowa, 3 – próbka,
- 4 – interfejs: kamera podczerwieni – lampa, 5 – komputer.



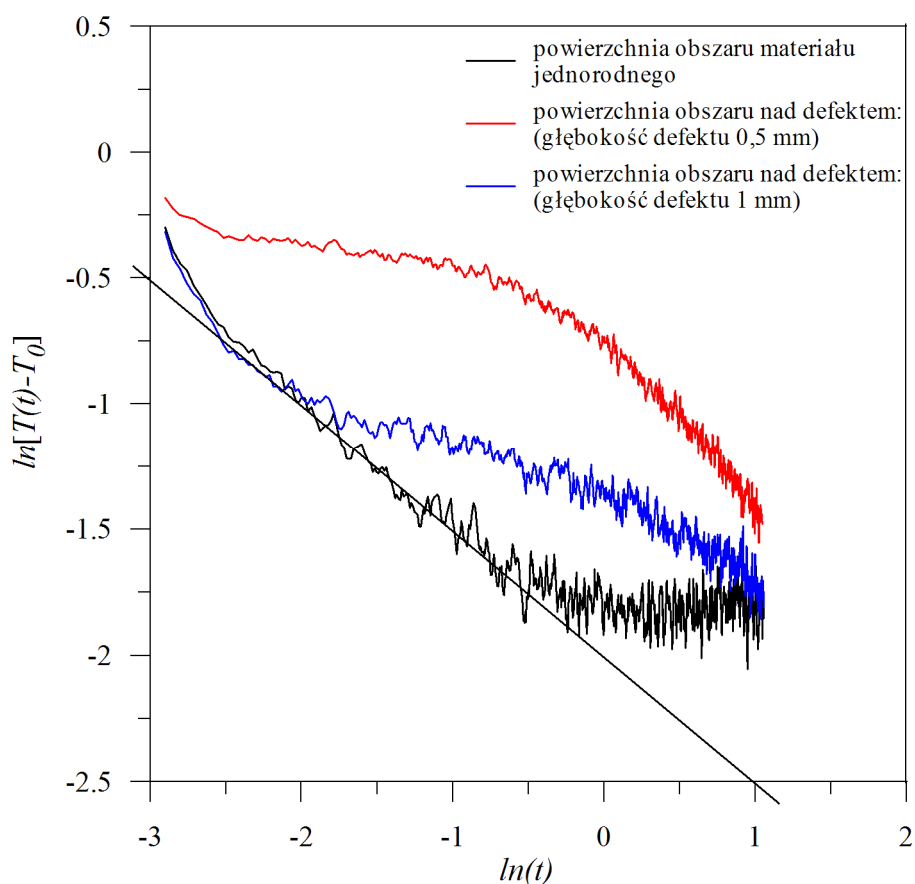
Rys. 6.3. Rozkład temperatury na powierzchni stalowej płyty dla czasu stygnięcia 0,86 s po wygaszeniu impulsu stymulującego.

Na podstawie, zarejestrowanego rozkładu temperatury na powierzchni badanego materiału w funkcji czasu stygnięcia wyznaczono zależności średniej wartości temperatury obszaru powierzchni nad materiałem jednorodnym oraz obszarów powierzchni nad defektami od czasu stygnięcia. Średnie wartości temperatury wyznaczano w następujący sposób:

- a) Nad każdym defektem wybrano pole powierzchni w kształcie kwadratu. Rozmiar tego pola obliczono wpisując kwadrat w okrąg o średnicy równej średnicy badanych defektów (10 mm). Pole takiego kwadratu wynosiło 50 mm^2 .
- b) Aby zmniejszyć wpływ ewentualnej nierównomierności nagrzewania, temperaturę powierzchni materiału jednorodnego obliczano jako średnią wartość temperatury czterech kwadratów o powierzchni 50 mm^2 zaznaczonych w pobliżu analizowanego defektu (patrz rys. 6.4).



Rys. 6.4. Przykładowy rozkład temperatury na powierzchni próbki zawierającej symulowany defekt. Zaznaczono obszary powierzchni, dla których wyznaczono średnią wartość temperatury.

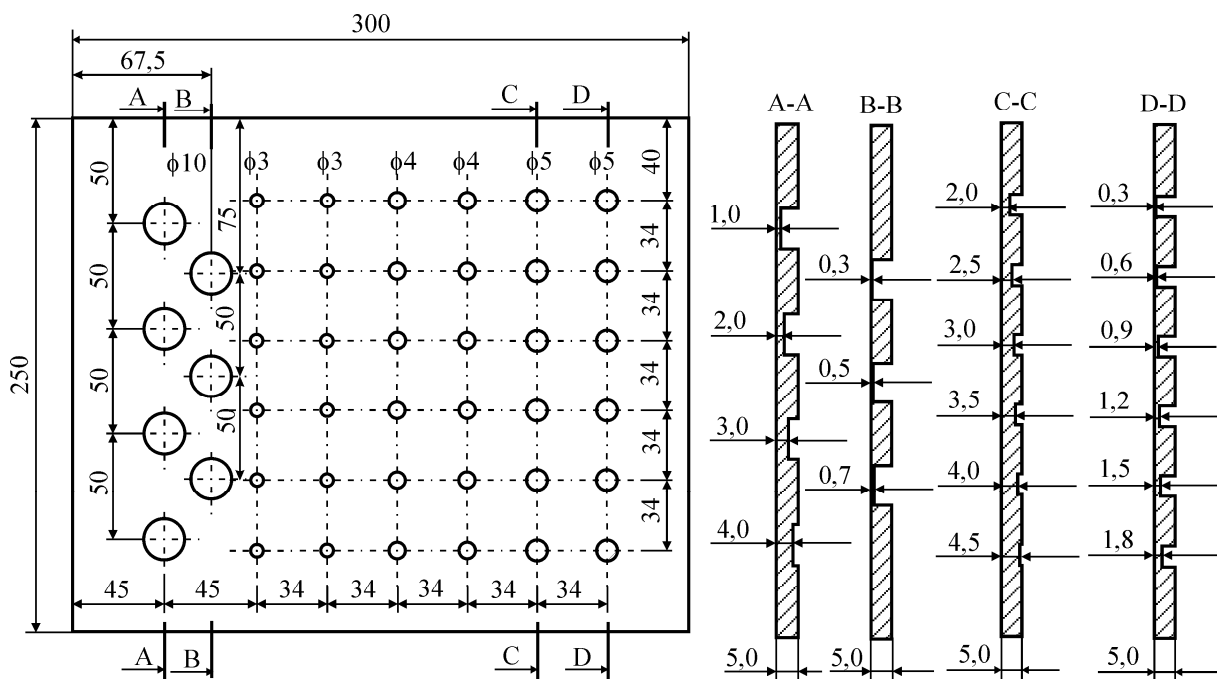


Rys. 6.5. Zależność $\ln[T(t) - T_0]$ od $\ln(t)$ dla obszarów powierzchni materiału jednorodnego oraz zawierającego defekty o średnicy 10 mm znajdujących się w różnych odległościach od badanej powierzchni.

Następnie dla obszaru powierzchni materiału jednorodnego oraz dla obszarów powierzchni nad symulowanymi defektami wyznaczono zależności $\ln[T(t)-T_0]$ od $\ln(t)$ a ich wykresy przedstawiono na rys. 6.5. Wykres tej zależności dla obszaru powierzchni nad materiałem jednorodnym zawiera fragment, który jest odcinkiem linii prostej o nachyleniu $-\frac{1}{2}$, mimo że badana próbka miała skończoną grubość równą $3,6 \text{ mm}$. Odstępstwo od prostej drugiej części wykresu jest rezultatem wpływu przeciwległej powierzchni na pole temperatury na powierzchni pomiarowej. Z tego wynika, że rozwiązanie otrzymane dla półprzestrzeni może być wykorzystane dla warstwy o skończonej grubości, pod warunkiem, że przy zadanych parametrach stymulacji cieplnej powierzchnia przeciwległa nie wpływa na mierzone pole temperatury. Wykresy odpowiadające powierzchnią zdefektowanych obszarów, odbiegają od prostej, a czas, w którym następuje to odchylenie jest związany z odległością defektu od powierzchni. Zatem, nawet w rozpatrywanej sytuacji, gdzie nie udało się uniknąć wpływu przeciwległej powierzchni możliwe było potwierdzenie istnienia defektów. Z wykresów przedstawionych na rys. 6.5 można wydobyć jedynie jakościową informację o odległości defektu od badanej powierzchni. Defekt znajdujący się płytko ujawnia się wcześniej, natomiast leżący głębiej - w późniejszym czasie. Ponieważ czas odpowiadający odchyleniu zależności $\ln[T(t)-T_0]$ od $\ln(t)$ zależy nie tylko od głębokości, ale także od wielkości defektu, zatem wyznaczenie tych dwóch wielkości pozostaje problemem nierozwiązanym. Metoda wykorzystująca odstępstwo zależności logarytmu przyrostu temperatury badanej powierzchni od logarytmu czasu stygnięcia mierzonego od początku stymulacji cieplnej może być stosowana do wykrywania rozwarstwień laminatów, ponieważ zwykle głębokość, na której może się pojawić rozwarstwienie jest znana.

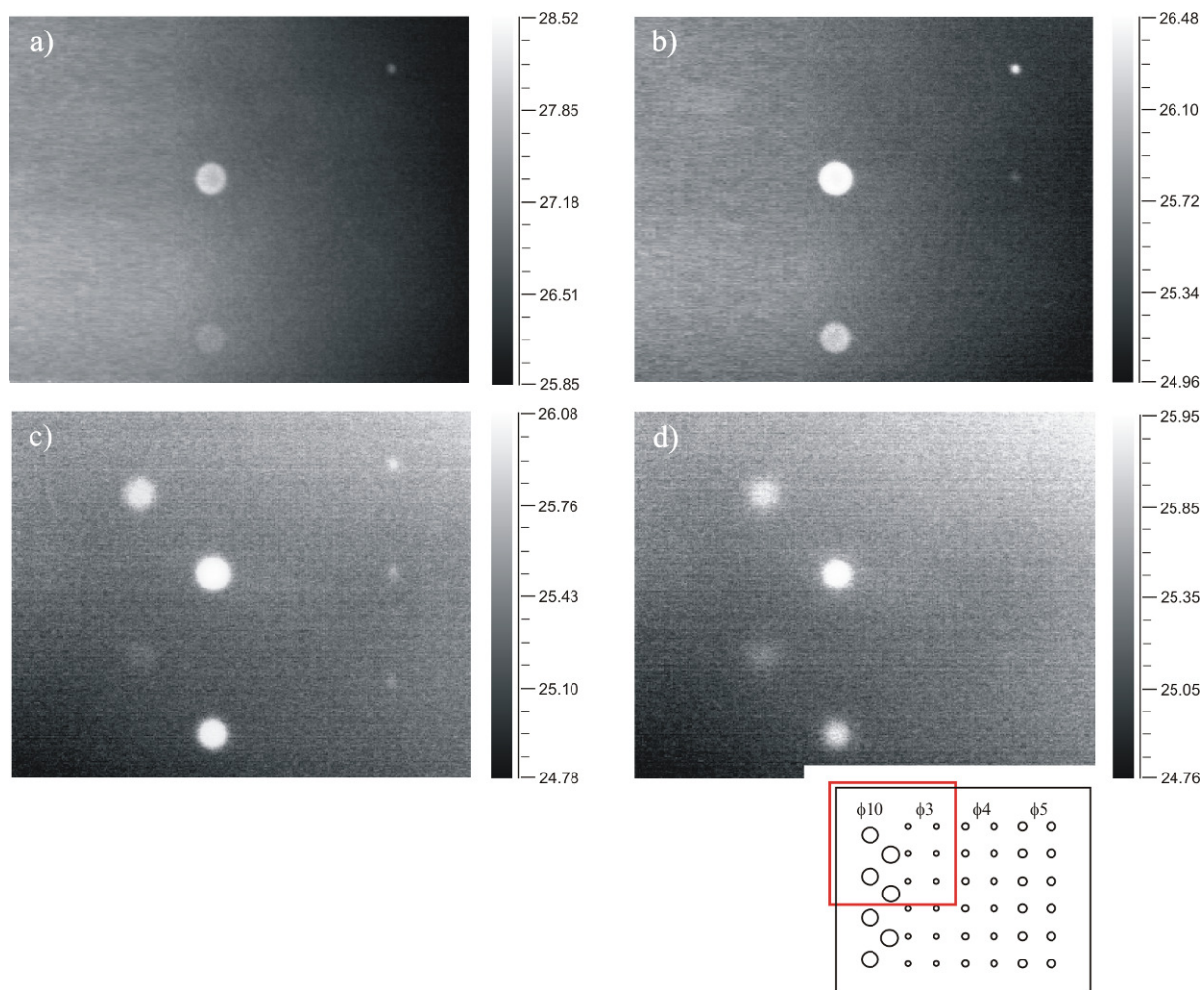
7. Szacowanie średnicy i głębokości symulowanych defektów

Aby znaleźć sposób rekonstrukcji średnicy i głębokości defektów za pomocą termografii impulsowej, przeprowadzono badania na płycie ze stali austenitycznej 316L o wymiarach $250\text{ mm} \times 170\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ (rys. 7.1). W badanej próbce wykonano płaskie nieprzelotowe otwory o różnych średnicach znajdujące się na różnych głębokościach, które symulowały podpowierzchniowe defekty. Aby zapewnić płaskie dno defektu, otwory wyfrezowano frezem palcowym. Defekty o średnicach: 3 mm , 4 mm , 5 mm , wykonano na głębokościach: $0,3\text{ mm}$, $0,6\text{ mm}$, $0,9\text{ mm}$, $1,2\text{ mm}$, $1,5\text{ mm}$, $1,8\text{ mm}$, $2,0\text{ mm}$, $2,5\text{ mm}$, $3,0\text{ mm}$, $3,5\text{ mm}$, $4,0\text{ mm}$, $4,5\text{ mm}$, natomiast defekty o średnicy 10 mm , znajdowały się w odległościach: $0,3\text{ mm}$, $0,5\text{ mm}$, $0,7\text{ mm}$, $1,0\text{ mm}$, $2,0\text{ mm}$, $3,0\text{ mm}$, $4,0\text{ mm}$ od badanej powierzchni. W celu uzyskania wysokiej i jednorodnej emisyjności powierzchni, podobnie jak poprzednio, pokryto ją grafitem. Tak przygotowaną powierzchnię próbki nagrzano jednorodnie halogenową lampą błyskową o energii impulsu 6 kJ . Czas trwania impulsu stymulującego badaną powierzchnię wynosił 3 ms , a odległość lampy od próbki była równa $0,5\text{ m}$. Kamerę termograficzną oraz lampę umieszczono od strony próbki, na której nie były widoczne symulowane defekty (patrz rys. 6.2).

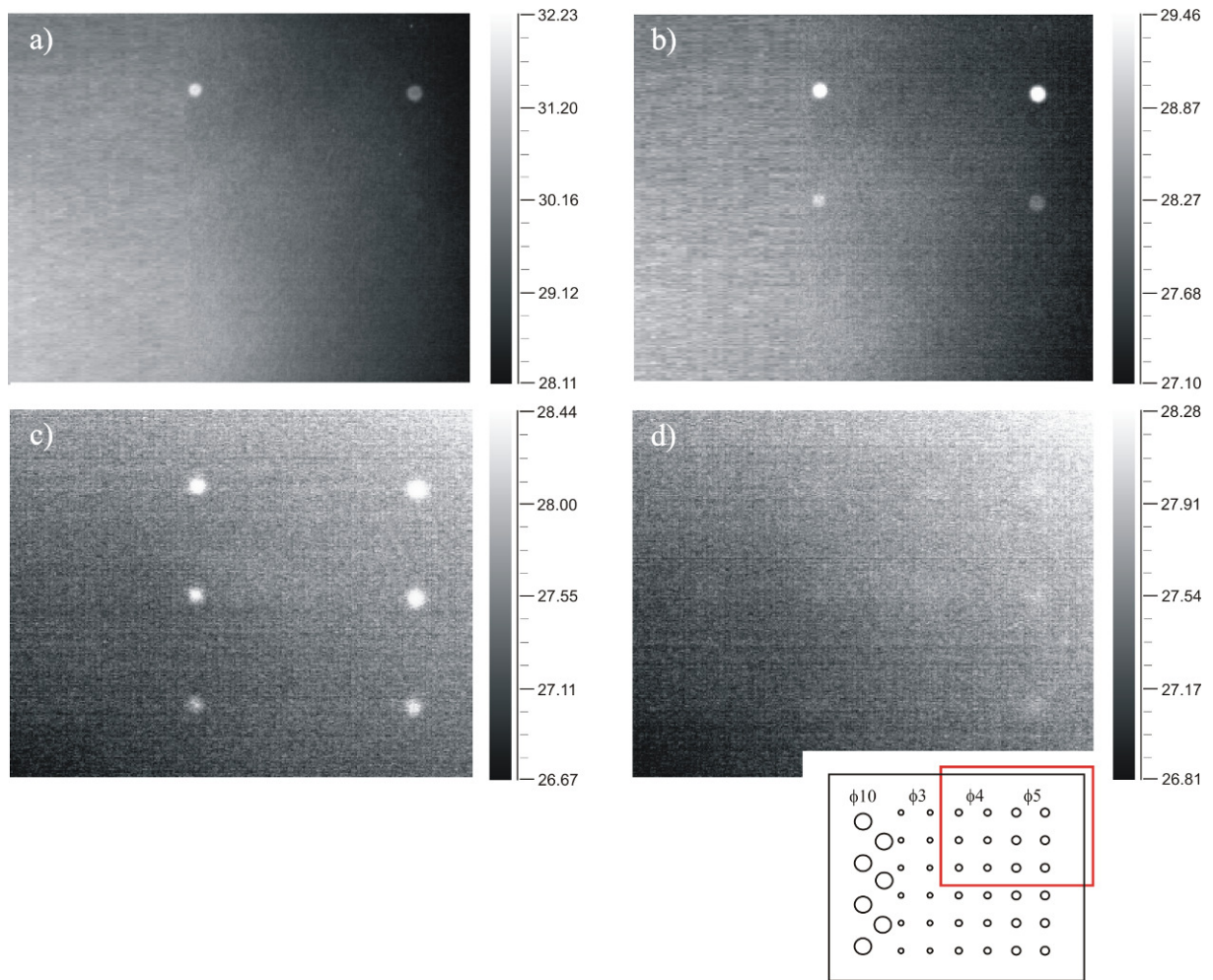


Rys. 7.1. Geometria stalowej płyty z symulowanymi defektami.

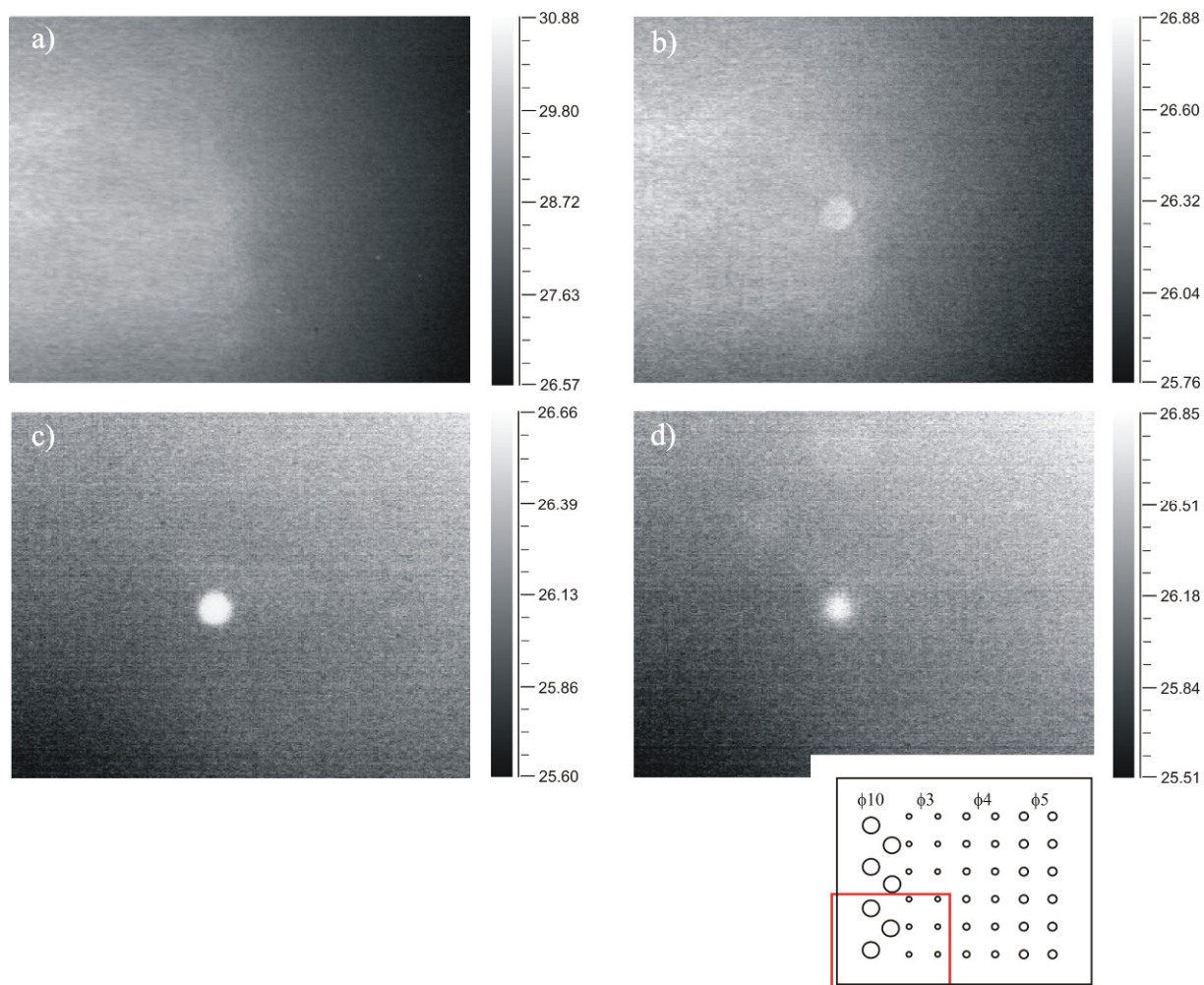
Rozkład temperatury na badanej powierzchni podczas procesu jej stygnięcia rejestrowano kamerą termograficzną z częstotliwością 346 Hz . Na rys.: 7.2 - 7.5, pokazano zarejestrowane rozkłady temperatury na poszczególnych obszarach badanej powierzchni dla wybranych czasów stygnięcia liczonych od wygaszenia impulsu cieplnego. Obszary powierzchni nad defektami widoczne są jako miejsca jaśniejsze, czyli miejsca o wyższej temperaturze. Jest to związane z akumulacją energii wewnętrznej w obszarach zdefektowanych wywołaną niższą wartością dyfuzyjności cieplnej tych obszarów. Po upływie 0,02 s i 0,04 s od wygaszenia impulsu stymulującego widoczne są defekty, których stosunek średnicy do głębokości jest największy (rys.: 7.2 a - 7.5 a, 7.2 b - 7.5 b). Dla czasu 0,35 s uwidaczniają się defekty o względnie małym stosunku średnicy do głębokości (rys.: 7.2 c - 7.5 c). Defekty te, po upływie 1,95 s od wygaszenia impulsu, stają się niewidoczne. Jest to spowodowane rozprzyszczeniem ciepła w płaszczyźnie prostopadłej do osi wspomnianych defektów (rys.: 7.2 d - 7.5 d). Z powyższego wynika, że czas, po którym ujawniają się defekty zależy nie tylko od jego głębokości, ale także od średnicy.



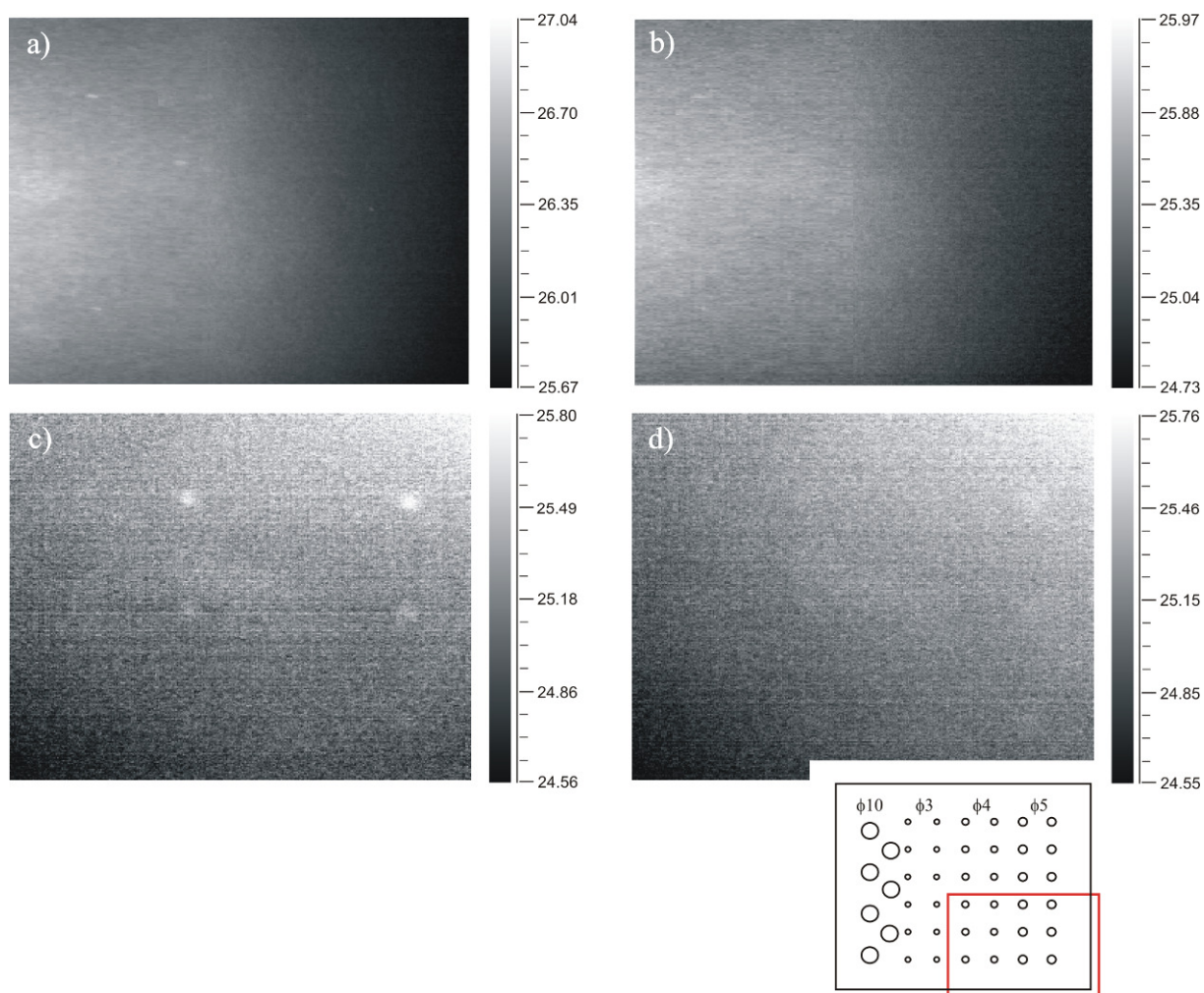
Rys. 7.2. Rozkład temperatury na zaznaczonym obszarze badanej powierzchni po upływie a) 0,02 s, b) 0,04 s, c) 0,35 s, d) 1,95 s od wygaszenia impulsu stymulującego.



Rys. 7.3. Rozkład temperatury na zaznaczonym obszarze badanej powierzchni po upływie a) 0,02 s, b) 0,04 s, c) 0,35 s, d) 1,95 s od wygaszenia impulsu stymulującego.

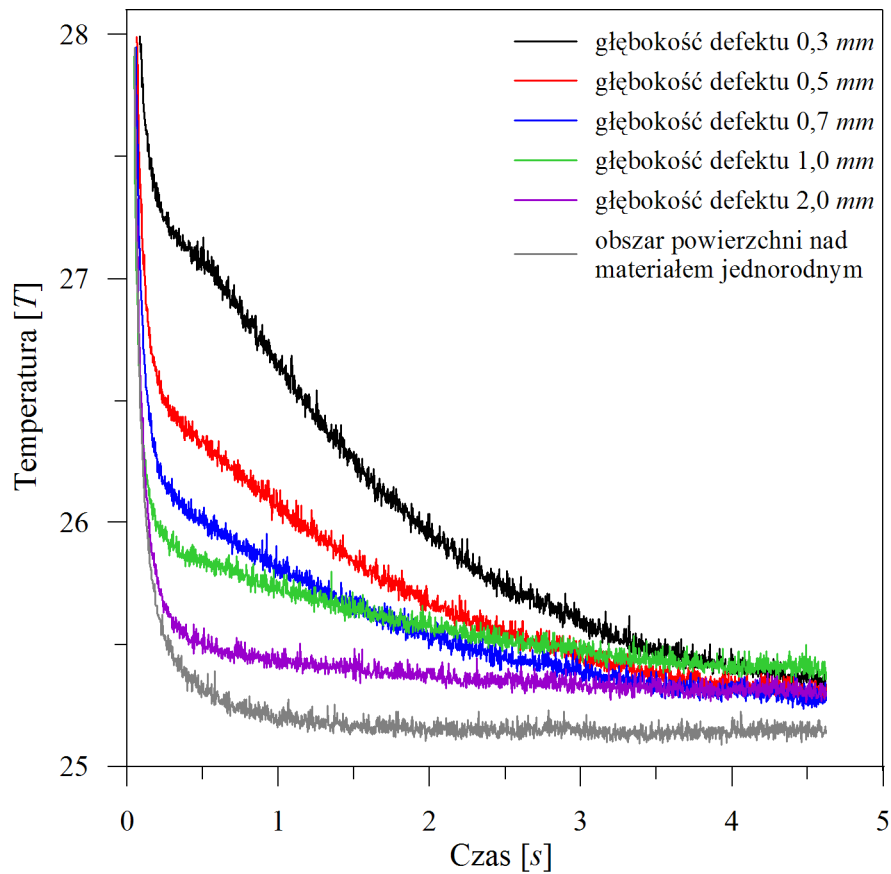


Rys. 7.4. Rozkład temperatury na zaznaczonym obszarze badanej powierzchni po upływie a) 0,02 s, b) 0,04 s, c) 0,35 s, d) 1,95 s od wygaszenia impulsu stymulującego.

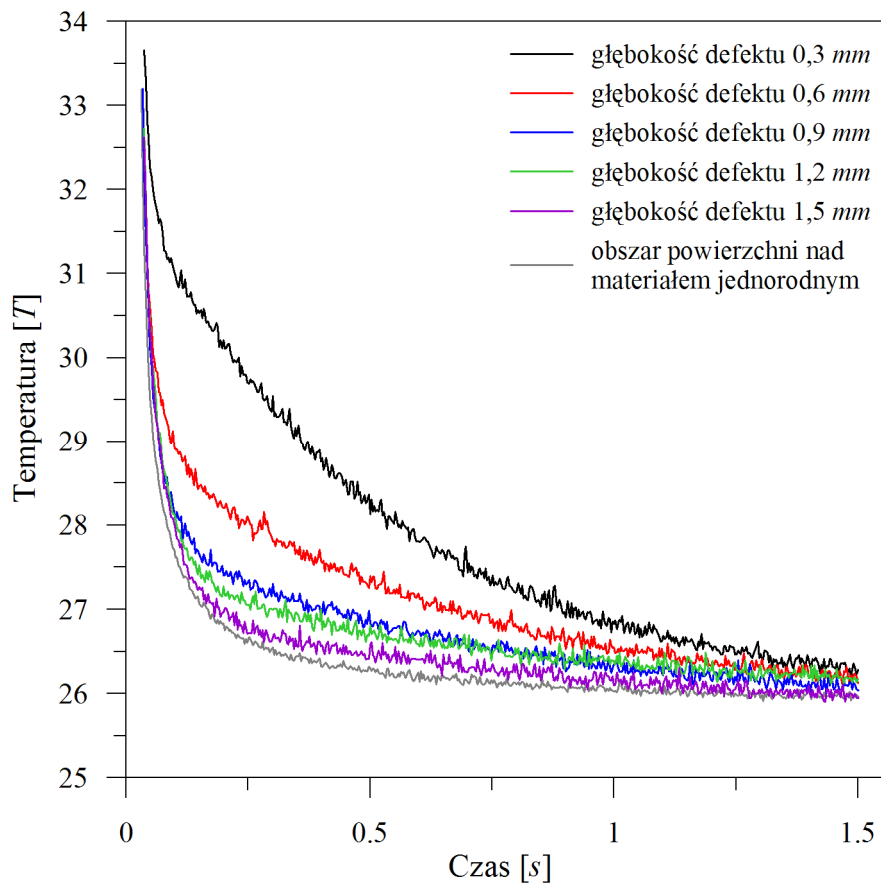


Rys. 7.5. Rozkład temperatury na zaznaczonym obszarze badanej powierzchni po upływie a) 0,02 s, b) 0,04 s, c) 0,35 s, d) 1,95 s od wygaszenia impulsu stymulującego.

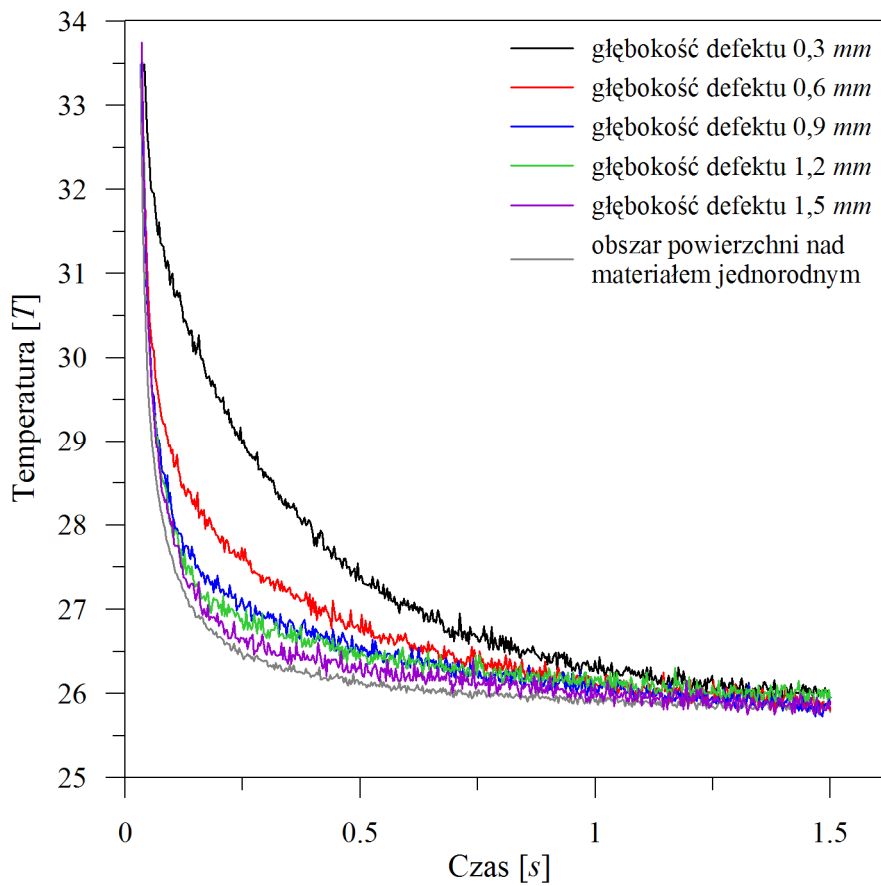
Na podstawie zarejestrowanego rozkładu temperatury na powierzchni stygnącej próbki wykreślono zależności średniej wartości temperatury obszaru powierzchni, pod którym materiał jest jednorodny oraz obszarów powierzchni nad defektami od czasu stygnięcia. Średnie wartości temperatury wyznaczano według procedury opisanej w rozdziale 6. Rysunki 7.2 - 7.5 dotyczą defektów o średnicach: 3 mm, 4 mm, 5 mm i 10 mm. Zatem stosując wspomnianą procedurę, średnie wartości temperatury obliczano odpowiednio dla kwadratów o polach: 4,5 mm², 8 mm², 12,5 mm², 50 mm². Przykładowe zależności temperatury od czasu pokazano na rys.: 7.6 - 7.9.



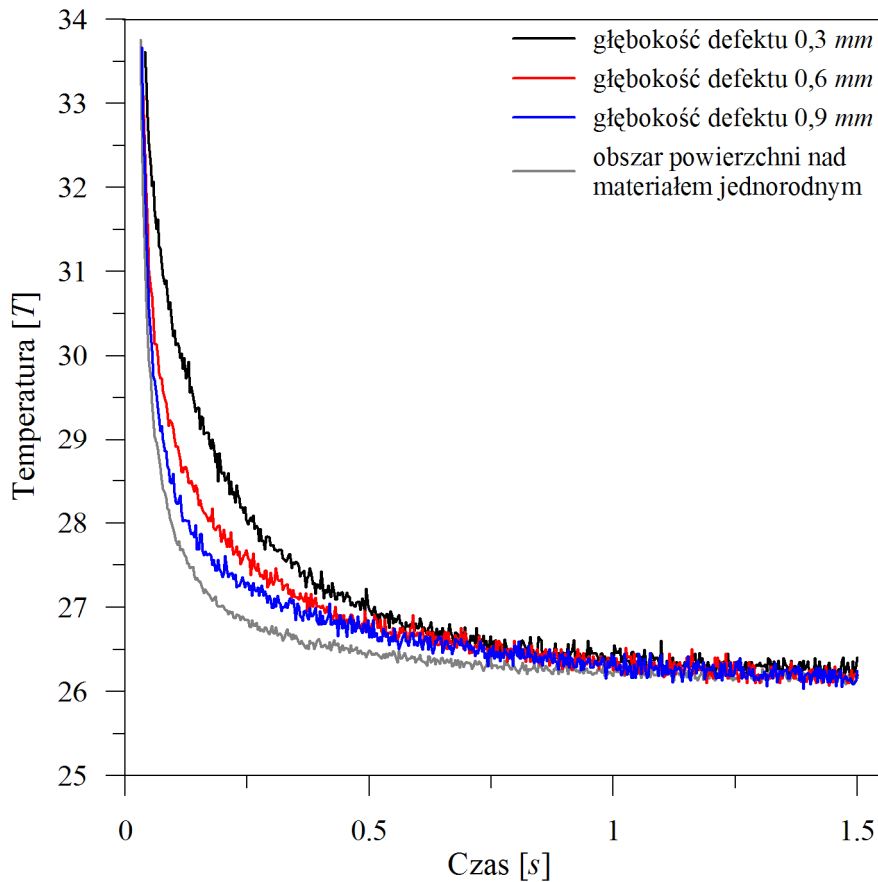
Rys. 7.6. Zależności średniej wartości temperatury powierzchni nad materiałem jednorodnym oraz nad defektami o średnicy 10 mm od czasu stygnięcia. Głębokości defektów wynosiły: 0,3 mm , 0,5 mm , 0,7 mm , 1,0 mm , 2,0 mm .



Rys. 7.7. Zależności średniej wartości temperatury powierzchni nad materiałem jednorodnym oraz nad defektami o średnicy 5 mm od czasu stygnięcia. Głębokości defektów wynosiły: 0,3 mm , 0,6 mm , 0,9 mm , 1,2 mm , 1,5 mm .



Rys. 7.8. Zależności średniej wartości temperatury powierzchni nad materiałem jednorodnym oraz nad defektami o średnicy 4 mm od czasu stygnięcia. Głębokości defektów wynosiły: 0,3 mm , 0,6 mm , 0,9 mm , 1,2 mm , 1,5 mm .

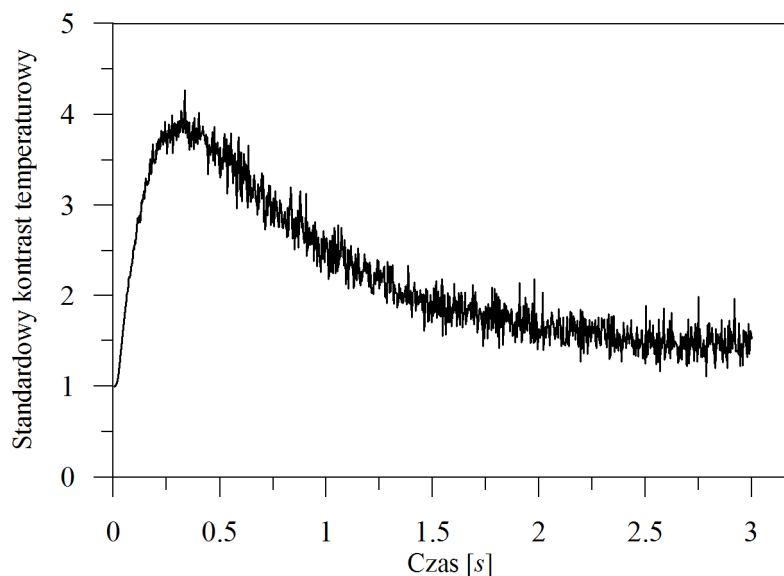


Rys. 7.9. Zależności średniej wartości temperatury powierzchni nad materiałem jednorodnym oraz nad defektami o średnicy 3 mm od czasu stygnięcia. Głębokości defektów wynosiły: 0,3 mm , 0,6 mm , 0,9 mm .

Z przedstawionych wykresów (rys.: 7.6 - 7.9) wynika, że wartość temperatury obszaru powierzchni nad defektem jest wyższa od wartości temperatury obszaru powierzchni nad materiałem jednorodnym. Za miarę różnicy temperatury przyjęto standardowy kontrast temperaturowy (patrz paragraf 3.2),

$$C^s(t) = \frac{T_{def}(t) - T_{def}(t_0)}{T_{nd}(t) - T_{nd}(t_0)}. \quad (7.1)$$

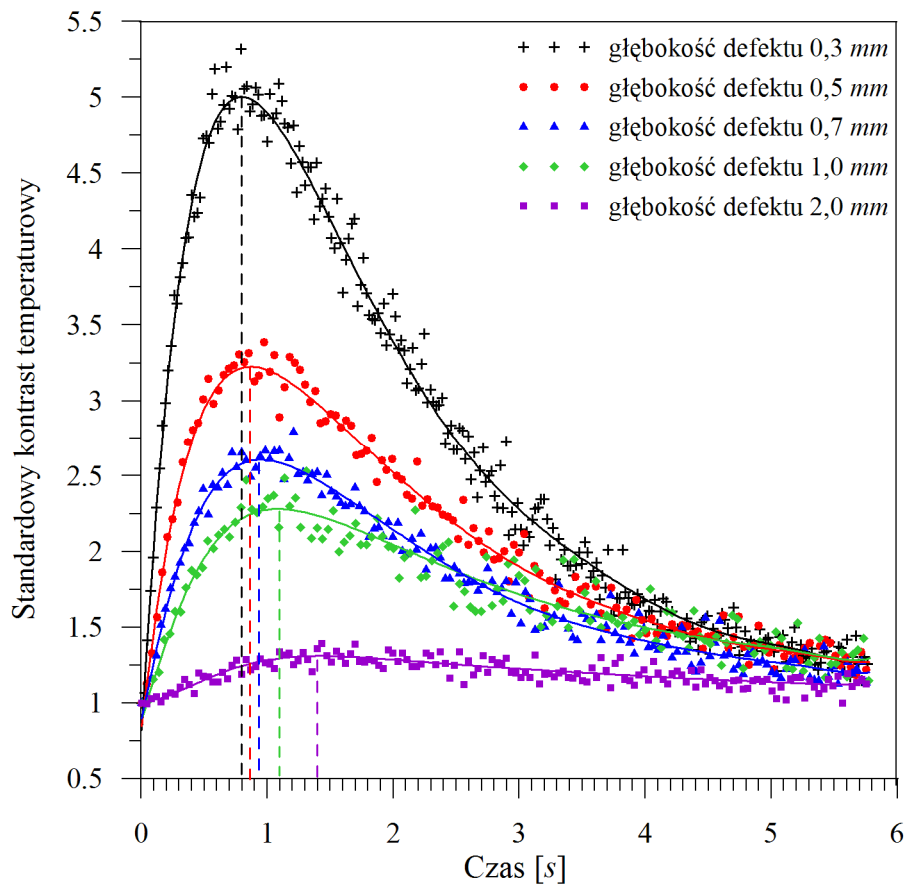
Na podstawie zależności średniej wartości temperatury powierzchni nad materiałem jednorodnym oraz nad defektami o różnych średnicach i różnych głębokościach (patrz rys.: 7.6 - 7.9) wyznaczono standardowe kontrasty temperaturowe jako funkcje czasu stygnięcia badanej powierzchni. Przykładowy wykres tego typu funkcji pokazano na rys. 7.10. Funkcja ta wykazuje maksimum, co jest zgodne z wynikami opublikowanymi w literaturze.



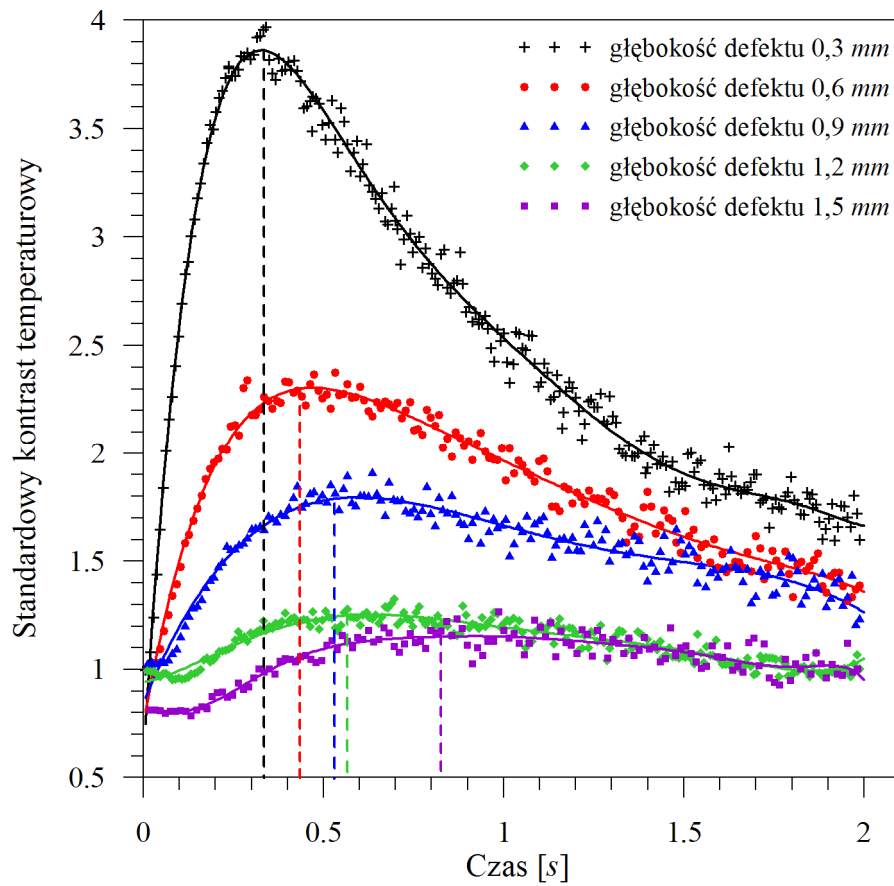
Rys. 7.10. Wykres zależności standardowego kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia dla defektu o średnicy 5 mm znajdującego się w odległości $0,3\text{ mm}$ od powierzchni stalowej płyty.

Wykresy zależności standardowego kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia dla obszaru nad defektami o różnych średnicach, położonych na różnych głębokościach stalowej płyty przedstawiono na rys.: 7.11 - 7.14.

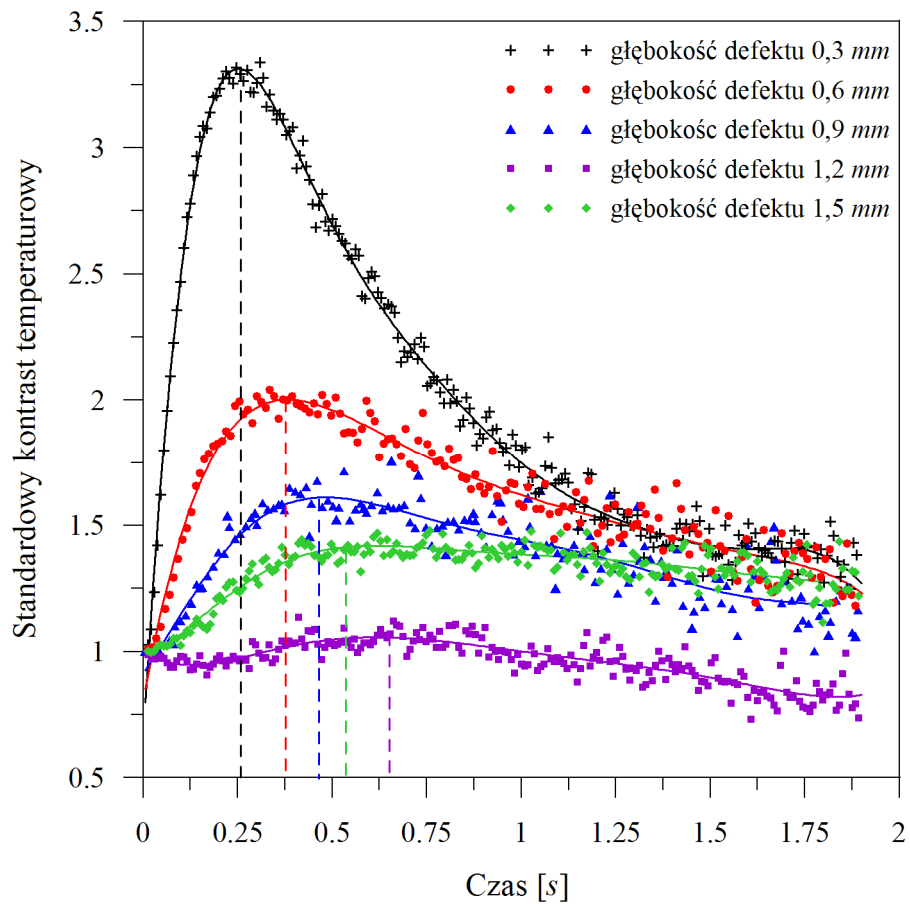
Aby odczytać czas stygnięcia, w którym kontrast temperaturowy osiąga maksymalną wartość, przedstawione zależności przybliżono wielomianem dziesiątego stopnia.



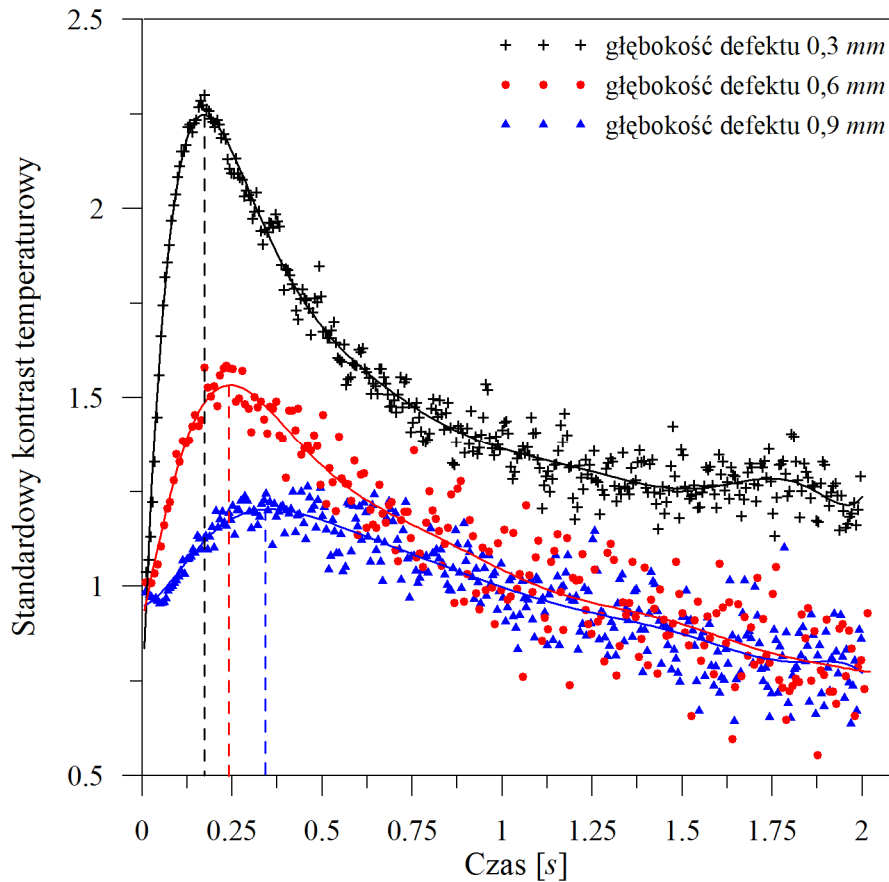
Rys. 7.11. Zależność standardowego kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia dla obszaru nad defektem o średnicy $d = 10 \text{ mm}$ położonym na różnych głębokościach stalowej płyty.



Rys. 7.12. Zależność standardowego kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia dla obszaru nad defektem o średnicy $d = 5 \text{ mm}$ położonym na różnych głębokościach stalowej płyty.



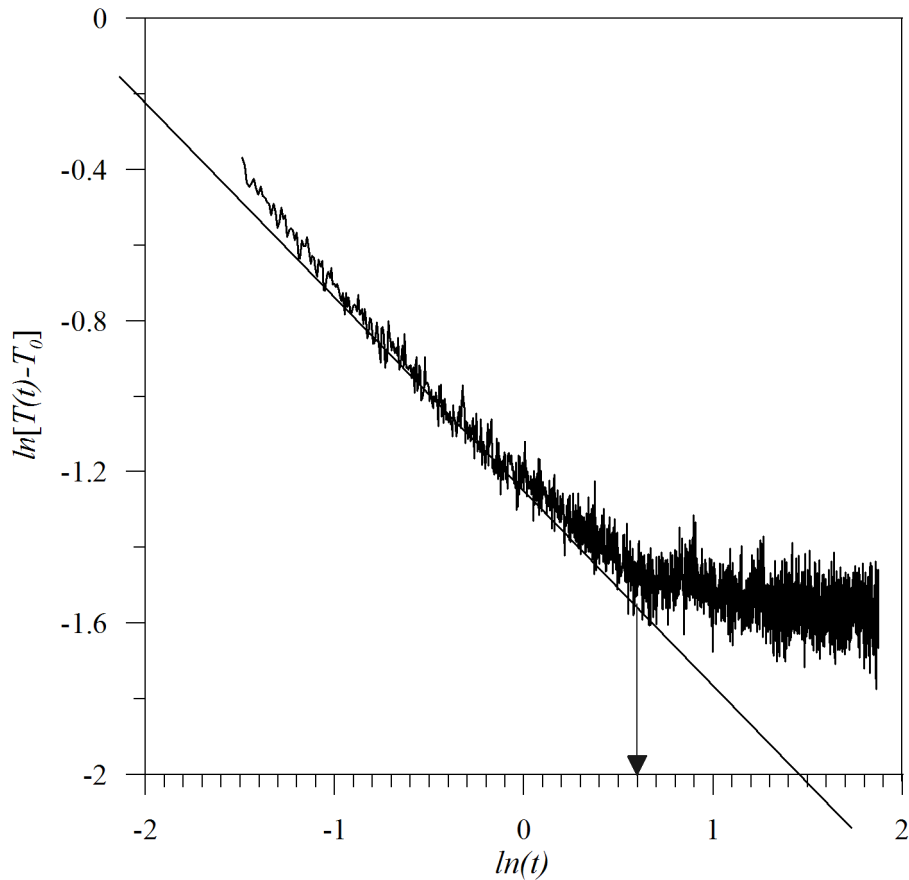
Rys. 7.13. Zależność standardowego kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia dla obszaru nad defektem o średnicy $d = 4 \text{ mm}$ położonym na różnych głębokościach stalowej płyty.



Rys. 7.14. Zależność standardowego kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia dla obszaru nad defektem o średnicy $d = 3 \text{ mm}$ położonym na różnych głębokościach stalowej płyty.

Z przedstawionych wykresów wynika, że czas stygnięcia liczony od wygaszenia impulsu stymulującego do wystąpienia maksimum kontrastu temperaturowego zależy od głębokości defektu o danej średnicy. Jednoznaczne określenie tej zależności jest możliwe jedynie w zakresie czasu stygnięcia, w którym na wartość kontrastu temperaturowego na badanej powierzchni nie wpływa przeciwległa powierzchnia materiału jednorodnego. Do wyznaczenia tego zakresu czasu wykorzystano rozwiązanie jednowymiarowego równania różniczkowego przewodzenia ciepła dla jednorodnej półprzestrzeni (patrz zależność 6.1). Po obustronnym zlogarytmowaniu zależności (6.1) jej wykresem będzie linia prosta o nachyleniu $-\frac{1}{2}$ (patrz rozdział 6.). Dla obszaru powierzchni jednorodnej stalowej płyty (316L) o grubości 5 mm

wyznaczono zależność $\ln[T(t)-T_0]$ od $\ln(t)$, a jej wykres przedstawiono na rys. 7.15.

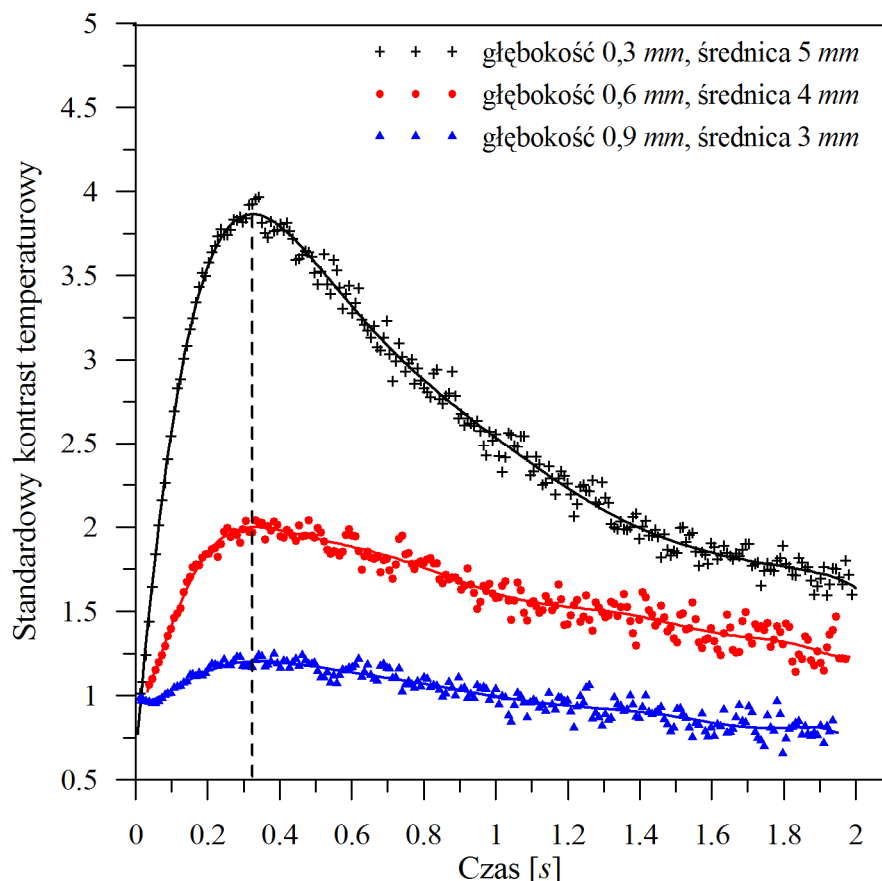


Rys. 7.15. Zależność $\ln[T(t)-T_0]$ od $\ln(t)$ dla obszaru powierzchni materiału jednorodnego stalowej płyty 316L o grubości 5 mm .

Na rys. 7.15 widać, że do wartości $\ln(t_1)=0,6$, która odpowiada $t_1=1,8$ s, wykres tej zależności jest linią prostą o nachyleniu $-\frac{1}{2}$. Znaczy to, że w zakresie czasu od 0 do 1,8 s badaną powierzchnię płyty możemy traktować jako ciało półnieskończone. Zatem, we wspomnianym zakresie na wartość kontrastu temperaturowego na badanej powierzchni nie ma wpływu przeciwległa powierzchnia materiału jednorodnego. Warto podkreślić, że wspomniany przedział czasu zależy nie tylko od badanego materiału, ale także od grubości płyty, i że w literaturze dotyczącej metod szacowania głębokości defektu za pomocą termografii impulsowej problem ten nie jest rozpatrywany. Zatem, oszacowanie przedziału czasu, dla danych warunków eksperymentalnych, w którym przeciwległa powierzchnia nie modyfikuje wyników

eksperymentu wydaje się być, na tle tej literatury, aspektem nowym. Z wykresów przedstawionych na rys.: 7.11 - 7.14 wynika, że grubość próbki badanej w niniejszej pracy jest wystarczająca, aby zapewnić brak wpływu przeciwległej powierzchni na wartość kontrastu temperaturowego na badanej powierzchni.

Ze wspomnianych wykresów wynika także, że dla defektów o danej średnicy, krótszy czas pojawienia się maksimum kontrastu temperaturowego odpowiada mniejszej głębokości defektu oraz wyższemu maksimum. Natomiast dłuższy czas stygnięcia, w którym występuje maksimum kontrastu jest związany z defektami leżącym w głębszych warstwach materiału. Niektórzy badacze starali się ten fakt wykorzystać do oszacowania głębokości defektu na podstawie zależności kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia. Jednakże, położenie maksimum kontrastu temperaturowego na osi czasu stygnięcia zależy nie tylko od głębokości defektu, ale także od jego wielkości. Obrazuje to wyraźnie rys. 7.16.



Rys. 7.16. Czas odpowiadający maksimum standardowego kontrastu temperaturowego jest taki sam dla różnych głębokości defektów (0,3 mm , 0,6 mm i 0,9 mm). Średnice defektów: 5 mm , 4 mm i 3 mm .

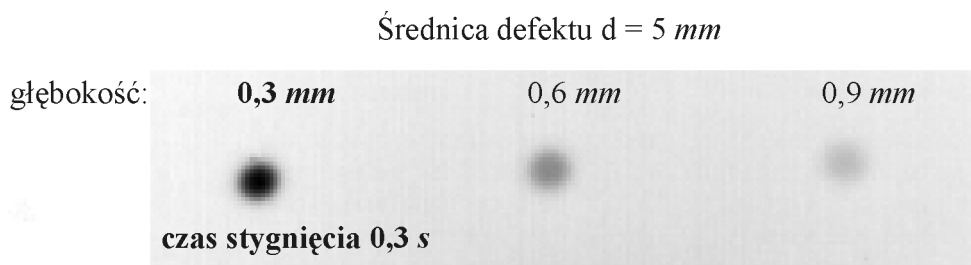
Z wykresów przedstawionych na rys. 7.16 wynika, że czas stygnięcia odpowiadający pojawieniu się maksimum kontrastu temperaturowego może być jednakowy dla defektów o różnych średnicach i głębokościach. Znaczy to, że z zależności kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia można oszacować głębokość defektu jedynie wtedy, gdy znamy jego średnicę.

7.1. Szacowanie średnicy defektu

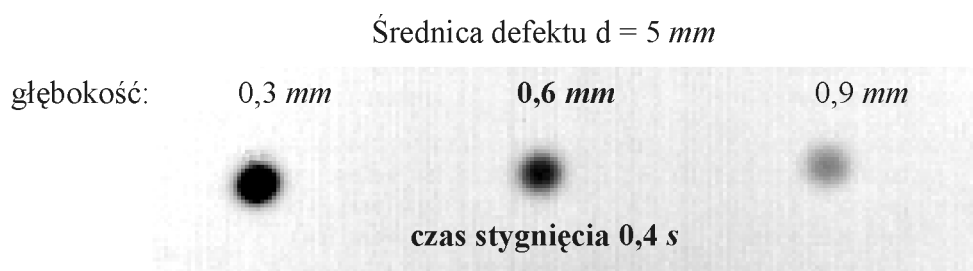
Nagrzana równomiernie powierzchnia stalowej płyty stygnie głównie w wyniku przewodzenia ciepła w głąb materiału. Badając materiały o wysokiej dyfuzyjności cieplnej takie, jak metale i ich stopy, wpływ konwekcji i promieniowania na transport ciepła można pominąć. Po nagrzaniu impulsem cieplnym, badana powierzchnia ma początkowo jednakową temperaturę, ale w wyniku przewodzenia ciepła w głąb materiału temperatura powierzchni zaczyna się zmieniać. Jeżeli w materiale istnieją obszary zawierające defekty różniące się właściwościami termicznymi od materiału jednorodnego, to wywołują one zmianę szybkości przemieszczania się powierzchni izotermicznych. Gdy mamy do czynienia z defektami o wyższej dyfuzyjności cieplnej, w porównaniu z badanym materiałem, wówczas obszary powierzchni nad nimi będą zimniejsze. Jest to spowodowane tym, że wspomniane defekty zwiększają szybkość przemieszczania się powierzchni izotermicznych. Jeżeli, natomiast, pod powierzchnią materiału znajduje się defekt o niższej dyfuzyjności cieplnej, w porównaniu z materiałem osnowy, to na rozkładzie temperatury na powierzchni, pod którą znajduje się tego typu defekt, temperatura będzie wyższa od temperatury nad materiałem jednorodnym (patrz rys.: 7.2 - 7.5). Defekty o niższej dyfuzyjności cieplnej akumulują energię wewnętrzną. Zatem, obecność defektów w podpowierzchniowej warstwie materiału uwidacznia się w postaci niejednorodnego rozkładu temperatury na badanej powierzchni dzięki temu, że szybkość stygnięcia obszaru powierzchni nad defektem różni się od szybkości stygnięcia powierzchni materiału jednorodnego. Miarą tej szybkości jest pochodna temperatury względem czasu. Wynika z tego, że rozkład pochodnej temperatury na badanej powierzchni względem czasu stygnięcia jest lepszy do zobrazowania wielkości defektów, niż zależność rozkładu temperatury na

powierzchni od czasu stygnięcia. Aby otrzymać rozkład pochodnej temperatury względem czasu stygnięcia badanej powierzchni, zależność temperatury od czasu stygnięcia dla każdego piksela obrazu termicznego przybliżono funkcją matematyczną. Wykorzystano do tego program komputerowy do obróbki obrazów termograficznych IrNDT firmy Automation Technology. Następnie wyznaczono rozkłady pochodnej temperatury na badanej powierzchni względem czasu stygnięcia.

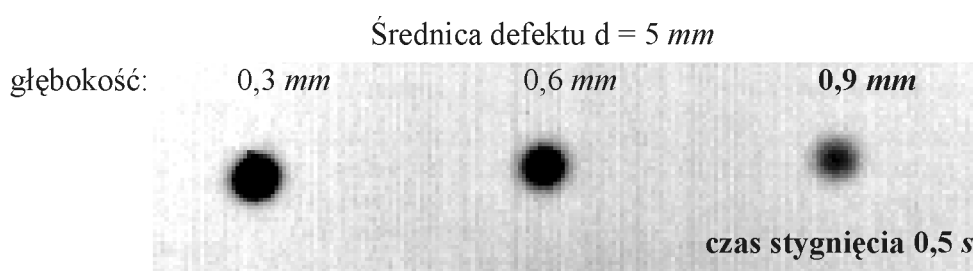
Rozkład pochodnej temperatury otrzymano w postaci pola szarości (rys.:7.17 - 7.19). Zakres czasu stygnięcia, w którym można oszacować średnicę defektu na podstawie tego rozkładu, ograniczony jest przez czas, w którym kontrast temperaturowy, przy zadanej energii impulsu stymulującego, osiąga maksymalną wartość. Jak pokazano na rys.: 7.11 - 7.14 czas stygnięcia odpowiadający maksimum kontrastu temperaturowego zależy od głębokości defektu o danej średnicy. Z tego wynika, że dla jednakowej średnicy defektu ów zakres czasu będzie różny dla różnych jego głębokości. Dla defektu o średnicy 5 mm leżącego na głębokości 0,3 mm (rys. 7.17), wspomniany zakres czasu mieści się w przedziale od 0 do 0,34 s. Przedział ten określono na podstawie zależności kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia przedstawionego na rys. 7.12. Wybrano 0,3 s, czyli czas stygnięcia tuż przed pojawieniem się maksimum kontrastu temperaturowego. Z powyższego wynika, że w wybranym czasie równym 0,3 s można otrzymać wiarygodny wynik tylko dla defektu o średnicy 5 mm, leżącego na głębokości 0,3 mm. W ten sam sposób można określić zakresy czasu stygnięcia, dla których możliwe jest odtworzenie średnicy defektów leżących na głębokościach 0,6 mm i 0,9 mm. Wybrane czasy podano na rys.: 7.18, 7.19.



Rys. 7.17. Rozkład pochodnej temperatury względem czasu na badanej powierzchni nad defektami o średnicy 5 mm położonymi na różnych głębokościach, po upływie 0,3 s od wygaszeniu impulsu stymulującego.

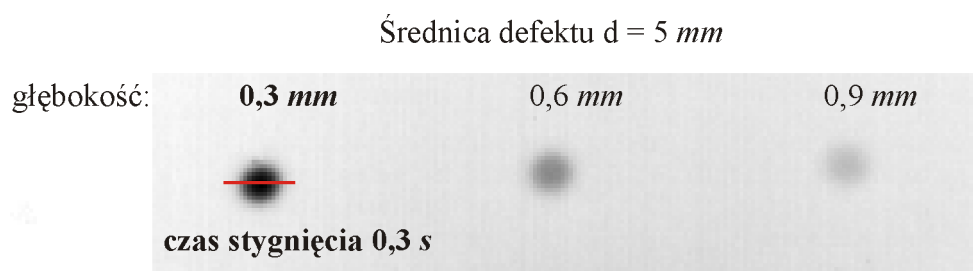


Rys. 7.18. Rozkład pochodnej temperatury względem czasu na badanej powierzchni nad defektami o średnicy 5 mm położonymi na różnych głębokościach, po upływie $0,4 \text{ s}$ od wygaszenia impulsu stymulującego.

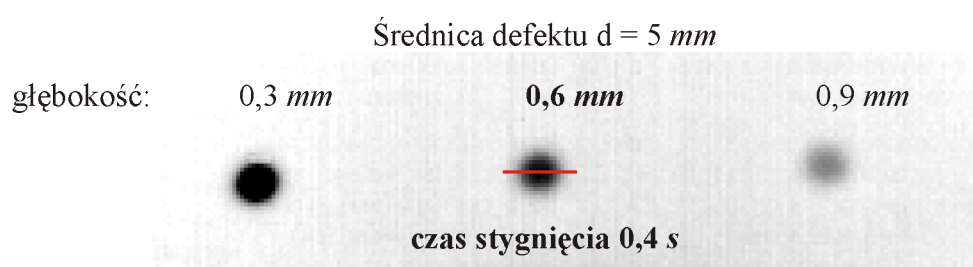


Rys. 7.19. Rozkład pochodnej temperatury względem czasu na badanej powierzchni nad defektami o średnicy 5 mm położonymi na różnych głębokościach, po upływie $0,5 \text{ s}$ od wygaszenia impulsu stymulującego.

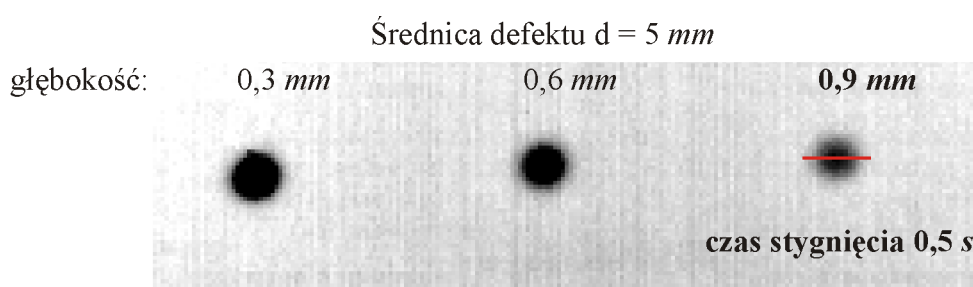
Po określeniu warunków koniecznych do otrzymania wiarygodnych wyników pozostaje problem ustalenia poziomu szarości, który pozwoliłby określić kontur defektu. Pole szarości przyporządkowane są poziomy od 0 do 255 bezwymiarowych, umownych jednostek. Poziomowi 0 odpowiada kolor czarny, a 255 - kolor biały. Innymi słowy, pochodna temperatury względem czasu stygnięcia jest wyrażona we wspomnianych jednostkach szarości. Biorąc to wszystko pod uwagę, przedstawiono rozkład stopnia szarości wzdłuż prostej przechodzącej przez środek widocznego śladu defektu. Na rys.: 7.20 - 7.22 kolorem czerwonym zaznaczono odcinek, wzdłuż którego analizowano profil pochodnej temperatury wyrażony w bezwymiarowych jednostkach szarości.



Rys. 7.20. Rozkład pochodnej temperatury względem czasu na badanej powierzchni nad defektami o średnicy 5 mm położonymi na różnych głębokościach, po upływie $0,3 \text{ s}$ od wygaszenia impulsu stymulującego.



Rys. 7.21. Rozkład pochodnej temperatury względem czasu na badanej powierzchni nad defektami o średnicy 5 mm położonymi na różnych głębokościach, po upływie $0,4 \text{ s}$ od wygaszenia impulsu stymulującego.

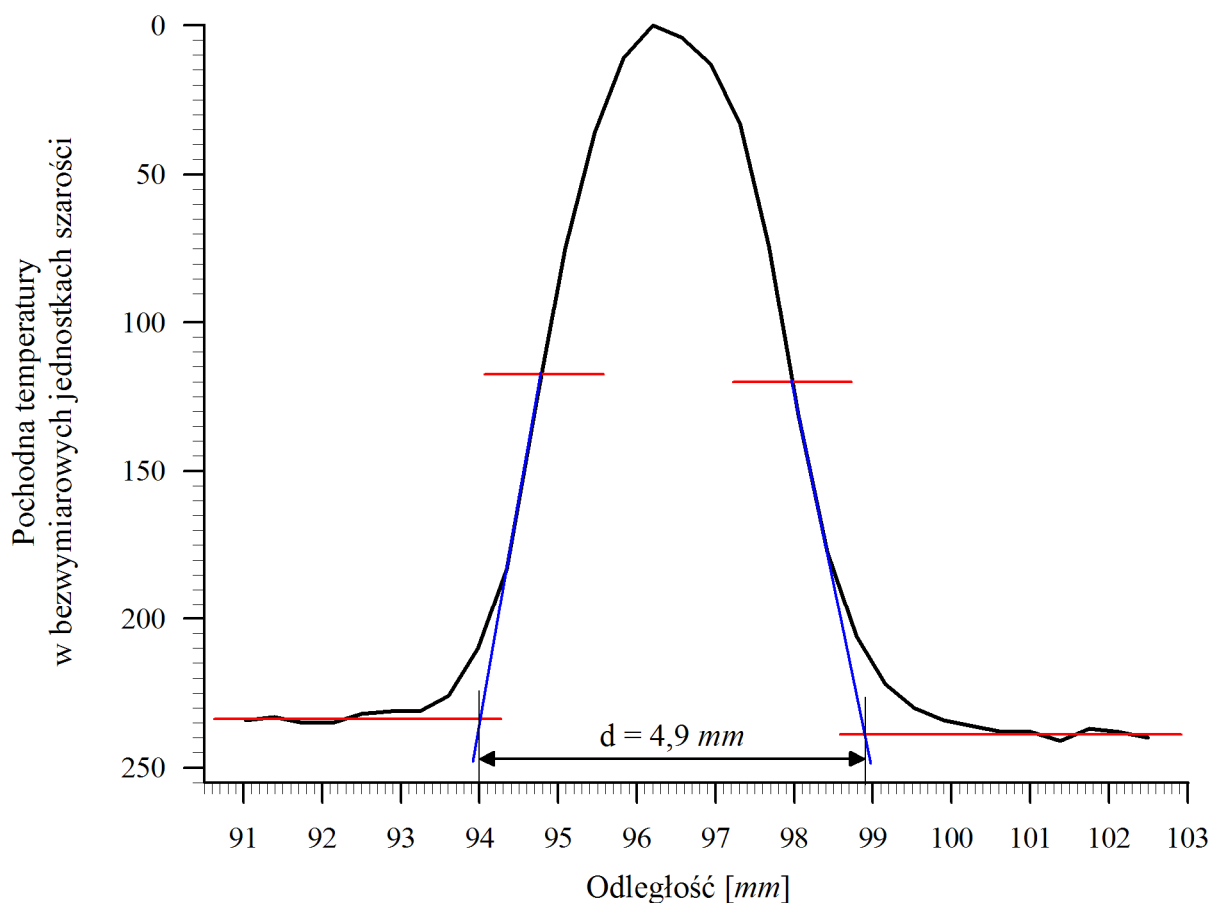


Rys. 7.22. Rozkład pochodnej temperatury względem czasu na badanej powierzchni nad defektami o średnicy 5 mm położonymi na różnych głębokościach, po upływie $0,5 \text{ s}$ od wygaszenia impulsu stymulującego.

Wyznaczono profil pochodnej temperatury wzdłuż poziomej osi przecinającej ślad defektu o średnicy 5 mm położonego na głębokości $0,3 \text{ mm}$ (rys. 7.23).

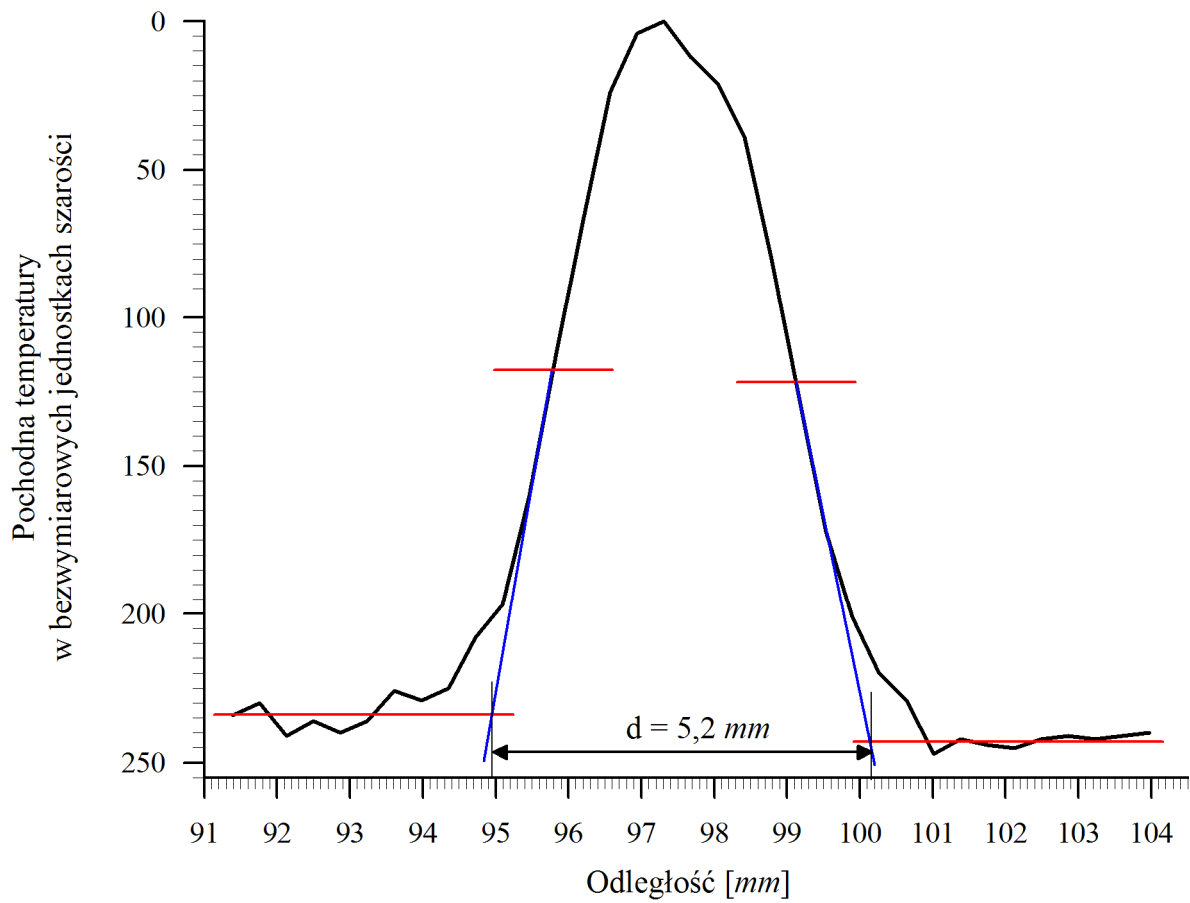
Uwzględniając odległość kamery termograficznej od badanej próbki oraz parametry jej obiektywu, piksele leżące na tej osi przeliczono na milimetry.

W literaturze można znaleźć różne sposoby analizy profilu. Zwykle wyznacza się szerokość profilu odpowiadającą zadanej części amplitudy (na przykład, szerokość połówkowa, czyli szerokość profilu odpowiadająca połowie amplitudy). Analizując profile otrzymane w niniejszej pracy ustalono, że tego typu sposoby nie dają satysfakcjonujących wyników. Wybrano więc inne podejście. Do obydwu ramion profilu poprowadzono styczne w punktach, w których profil osiąga połowę swojej maksymalnej wartości. Odległość punktów przecięcia tych stycznych z prostymi określającymi średnią wartość pochodnej temperatury, na powierzchni materiału jednorodnego, wyznacza średnicę defektu (patrz rys.: 7.23 - 7.25).

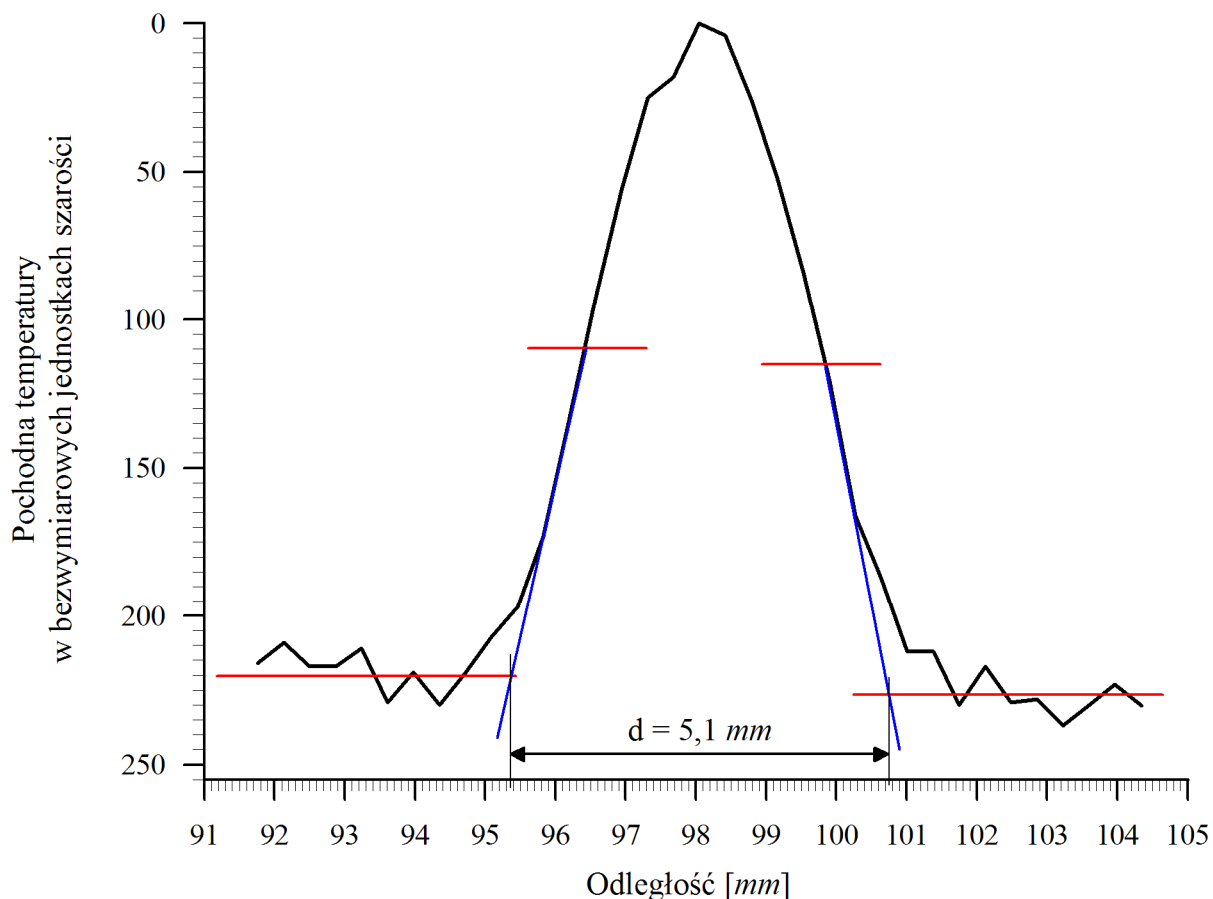


Rys. 7.23. Profil pochodnej temperatury względem czasu wyrażonej w bezwymiarowych jednostkach szarości wzdłuż poziomej osi przecinającej ślad defektu o średnicy 5 mm położonego na głębokości 0,3 mm .

Nadanie ścisłego sensu fizycznego tego typu procedurze wymaga dalszych badań.



Rys. 7.24. Profil pochodnej temperatury względem czasu wyrażonej w bezwymiarowych jednostkach szarości wzdłuż poziomej osi przecinającej ślad defektu o średnicy 5 mm położonego na głębokości $0,6 \text{ mm}$.



Rys. 7.25. Profil pochodnej temperatury względem czasu wyrażonej w bezwymiarowych jednostkach szarości wzdłuż poziomej osi przecinającej ślad defektu o średnicy 5 mm położonego na głębokości 0,9 mm .

Stosując przedstawioną procedurę, oszacowano średnice pozostałych, badanych defektów. W tabeli 1 przedstawiono porównanie odtworzonych średnic defektów z rzeczywistymi.

Tab. 1. Porównanie odtworzonej średnicy defektu ze średnicą rzeczywistą.

głębokość defektu [mm]	średnica odtworzona [mm]	średnica defektu [mm]
0,3	3,0	3,0
0,6	2,9	
0,9	2,9	

1,2	-	3,0	
1,5	-		
1,8	-		
2,0	-		
2,5	-		
3,0	-		
3,5	-		
4,0	-		
4,5	-		
0,3	4,0		4,0
0,6	4,0		
0,9	3,9		
1,2	3,9		
1,5	4,0		
1,8	4,1		
2,0	-		
2,5	-		
3,0	-		
3,5	-		
4,0	-		
4,5	-		
0,3	4,9	5,0	
0,6	5,2		
0,9	5,1		
1,2	5,0		
1,5	5,1		
1,8	4,9		
2,0	-		
2,5	-		
3,0	-		

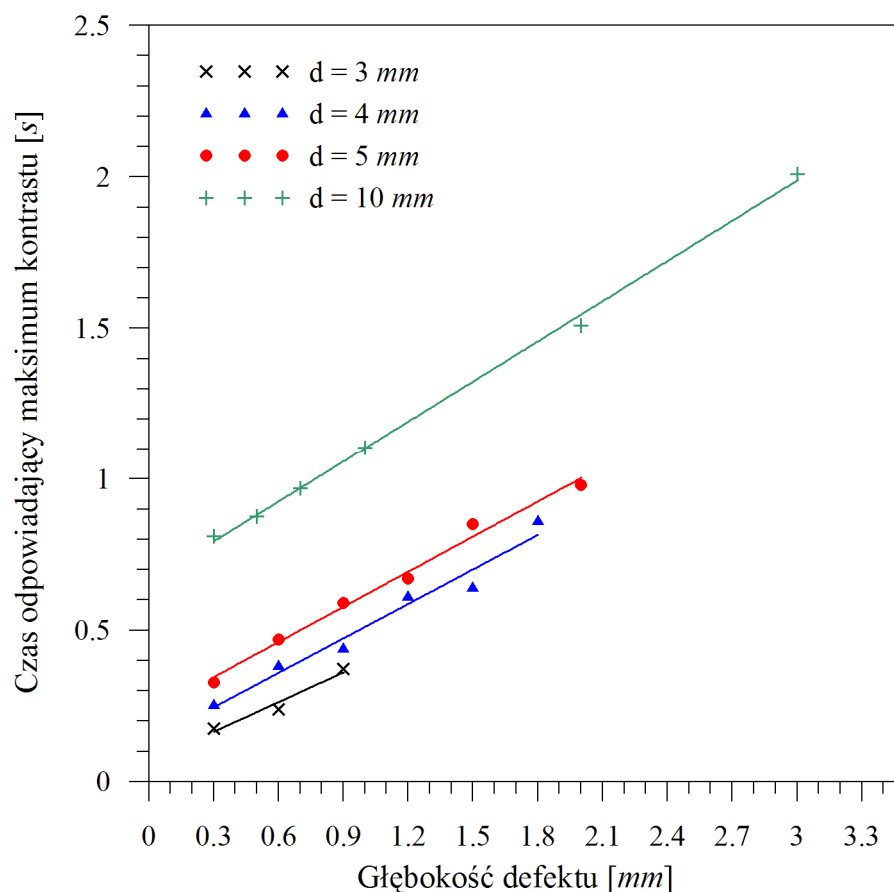
3,5	-	5,0
4,0	-	
4,5	-	
0,3	10,0	10,0
0,5	10,1	
0,7	10,0	
1,0	9,9	
2,0	9,8	
3,0	-	
4,0	-	

Analiza przedstawionych rozkładów pochodnej temperatury względem czasu na badanej powierzchni pokazała, że rozmiar konturu temperaturowego defektu na powierzchni, odpowiada rzeczywistej średnicy defektu dla czasu stygnięcia, w którym obserwuje się wzrost kontrastu temperaturowego. Zaobserwowano także, że im wyższa wartość kontrastu temperaturowego tym lepsza dokładność oszacowania średnicy defektu. W przypadku zbyt niskiej wartości kontrastu, oszacowanie średnicy defektu nie było możliwe (patrz tabela 1).

7.2. Szacowanie głębokości defektu

Jak już wspomniano, do oszacowania głębokości defektu wykorzystuje się zależność kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia. Zależność ta, dla danej średnicy defektu, wykazuje maksimum. Czas stygnięcia odpowiadający pojawieniu się owego maksimum zależy nie tylko od głębokości, ale również od wielkości defektu. Zatem, mając oszacowaną wielkość defektu (patrz tabela 1), jego głębokość można wyznaczyć na podstawie analizy zależności kontrastu temperaturowego od czasu. Musi być przy tym spełniony warunek, że na rozkład temperatury na powierzchni pomiarowej nie wpływa powierzchnia przeciwległa. Wyznaczenie czasów odpowiadających maksymalnym wartościom kontrastu temperaturowego, dla danej średnicy defektu, pozwoliło na utworzenie zależności kalibracyjnych. Zależności te

przedstawiają czasy stygnięcia odpowiadające maksimum kontrastu temperaturowego jako funkcji głębokości defektów. Wyznaczono je dla różnych średnic symulowanych defektów (rys. 7.26).



Rys. 7.26. Zależności czasu odpowiadającego maksimum kontrastu temperaturowego od głębokości defektów o różnych średnicach (zależności kalibracyjne).

Jak widać na rys. 7.26 zależności kalibracyjne są liniami prostymi o jednakowym nachyleniu. Otrzymane wyniki nie pokrywają się z wynikami przedstawionymi w pracy [48] (patrz paragraf 4.2 niniejszej rozprawy). Według autorów pracy [48] czas odpowiadający maksimum kontrastu temperaturowego liniowo zależy od kwadratu głębokości defektu. Na tę pracę powołują się inni badacze [31, 36]. Jednakże wyniki większości badań doświadczalnych są zgodne z rezultatami przedstawionymi na rys. 7.26.

Mając oszacowane średnice badanych defektów można, na podstawie zależności kalibracyjnych dla danego materiału, oszacować głębokości defektów, wyznaczając czasy odpowiadające maksimum kontrastu (rys.: 7.11 - 7.14). Zgodnie z przedstawioną procedurą odtworzono głębokości symulowanych defektów. Otrzymane wyniki przedstawiono w tabeli 2.

Tab. 2. Porównanie odtworzonej głębokości defektu z głębokością rzeczywistą.

średnica defektu [mm]	głębokość odtworzona [mm]	głębokość defektu [mm]
3,0	0,32	0,3
	0,55	0,6
	0,92	0,9
	-	1,2
	-	1,5
	-	1,8
	-	2,0
	-	2,5
	-	3,0
	-	3,5
	-	4,0
	-	4,5
4,0	0,31	0,3
	0,63	0,6
	0,86	0,9
	1,24	1,2
	1,4	1,5
	1,9	1,8
	-	2,0
	-	2,5

4,0	-	3,0
	-	3,5
	-	4,0
		4,5
5,0	0,27	0,3
	0,62	0,6
	0,92	0,9
	1,15	1,2
	1,6	1,5
	-	1,8
	1,95	2,0
	-	2,5
	-	3,0
	-	3,5
-	4,0	
-	4,5	
10,0	0,33	0,3
	0,49	0,5
	0,7	0,7
	1,0	1,0
	1,9	2,0
	-	3,0
	-	4,0

7.3. Dokładność szacowania wielkości i głębokości defektów

W niniejszej rozprawie zaproponowano sposób szacowania wielkości i położenia defektów podpowierzchniowych za pomocą impulsowej termografii podczerwieni. Świadomie nie użyto określenia „sposób wyznaczania”. Uznano bowiem, że termin „wyznaczanie” narzuca konieczność określenia jego dokładności. Jednakże na dokładność wyników w przedstawionych eksperymentach wpływa bardzo wiele czynników, takich jak: dokładność wyznaczenia rozkładu temperatury, pomiaru czasu, wyznaczenia kontrastu temperaturowego i czasu odpowiadającego jego maksymalnej wartości, dokładność przybliżenia wyników doświadczalnych funkcjami matematycznymi, poziom szumów aparatury pomiarowej, itd. W takim wypadku dokładność można byłoby oszacować wykorzystując metody statystyczne. Metody te wymagają jednak przeprowadzenia znacznej liczby eksperymentów.

Wybrano więc podejście prostsze. Za błąd oszacowania uznano rozbieżność między wynikami oszacowania średnicy i głębokości defektów a rzeczywistymi wartościami tych parametrów zmierzonymi śrubą mikrometryczną, przyjmując, że błąd mierzenia średnicy i głębokości symulowanego defektu jest pomijalnie mały w porównaniu z błędem szacowania tych parametrów. Według przyjętej procedury maksymalny błąd oszacowania średnicy defektu wynosi 4%, a błąd oszacowania głębokości nie przekracza 10%.

8. Podsumowanie

W niniejszej rozprawie opracowano dwie niezależne metody eksperymentalne szacowania wielkości i głębokości defektu przy użyciu impulsowej termografii podczerwieni.

- Rozkład pochodnej temperatury względem czasu na badanej powierzchni posłużył do odtworzenia średnicy defektu.
- Zależność standardowego kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia została wykorzystana do wyznaczenia odległości defektu od badanej powierzchni.

Za pomocą zaproponowanych metod odtworzono średnice i głębokości symulowanych defektów w stali austenitycznej, sprawdzając tym samym efektywność zaproponowanych metod.

Po nagrzaniu impulsem cieplnym powierzchni płyty rejestrowano zależności rozkładu temperatury na powierzchni od czasu jej stygnięcia. Zależności te pozwoliły na obliczenie standardowego kontrastu temperaturowego jako funkcji czasu. Z literatury wiadomo, że zależność kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia, dla danego defektu, wykazuje maksimum. Niektórzy badacze starają się ten fakt wykorzystać do oszacowania głębokości podpowierzchniowych defektów. Jednakże, jak pokazano w niniejszej pracy, czas stygnięcia liczony od wygaszenia impulsu stymulującego do pojawienia się owego maksimum zależy nie tylko od głębokości, ale także od średnicy defektu (rys. 7.16). Aby na podstawie wspomnianego czasu oszacować głębokość defektu, zaproponowano niezależną metodę wyznaczania jego średnicy. W literaturze przyjmuje się zazwyczaj, że czas związany z pojawieniem się maksymalnej wartości kontrastu, zależy tylko od głębokości defektu. Jednak takie uproszczenie ogranicza zastosowanie metody termografii impulsowej do wyznaczania głębokości defektów, których stosunek średnicy do głębokości jest bardzo duży.

Jednoznaczne określenie zależności kontrastu temperaturowego od czasu jest możliwe jedynie w zakresie czasu stygnięcia, w którym na wartość kontrastu temperaturowego na badanej powierzchni nie wpływa przeciwległa powierzchnia materiału jednorodnego. Jest to problem istotny, ponieważ nawet, gdy znana jest

średnica defektu, to czas stygnięcia, w którym kontrast temperaturowy wykazuje maksymalną wartość może być różny dla defektów o takiej samej średnicy i głębokości znajdujących się pod powierzchnią płyt o różnej grubości wykonanych z tego samego materiału. Dzieje się tak wtedy, gdy na rozkład kontrastu na badanej powierzchni próbki wpływa powierzchnia przeciwległa. Zatem, przy określaniu położenia i wielkości defektu metodą termografii impulsowej konieczne jest upewnienie się, czy badany obiekt ma, w danych warunkach, dostateczną grubość uniemożliwiającą wpływ powierzchni przeciwległej. W przedstawianej pracy podano procedurę umożliwiającą stwierdzenie braku lub istnienia wspomnianego wpływu. Należy podkreślić, że w literaturze dotyczącej metod szacowania głębokości defektu za pomocą termografii impulsowej, problem ten nie jest rozpatrywany w ogóle.

Jak już wspomniano, z zależności kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia można oszacować głębokość defektu jedynie wtedy, gdy znamy jego średnicę.

Istota zaproponowanej, niezależnej metody szacowania średnicy defektu jest oparta na tym, że szybkość stygnięcia obszaru powierzchni nad defektem jest różna od szybkości stygnięcia obszaru powierzchni materiału jednorodnego. Za miarę tej szybkości przyjęto pochodną temperatury względem czasu. Rozkład pochodnej temperatury na badanej powierzchni względem czasu stygnięcia posłużył do oszacowania wielkości defektów. Z przeprowadzonych rozważań dotyczących wykrywania defektów przy użyciu termografii impulsowej wynika, że powierzchniowy rozkład pochodnej temperatury jest lepszym parametrem do wyznaczenia wielkości defektów niż, zwykle przyjmowany w literaturze rozkład temperatury na powierzchni, badanego materiału. Metoda wyznaczania wielkości defektu na podstawie rozkładu pochodnej temperatury względem czasu, wydaje się być metodą nowatorską na tle literatury światowej, dotyczącej tej dziedziny badań.

Mając oszacowaną wielkość defektu, jego głębokość wyznaczono na podstawie kontrastu temperaturowego w funkcji czasu stygnięcia. Zależność standardowego kontrastu temperaturowego od czasu, dla różnych średnic symulowanych defektów, posłużyła do wyznaczenia zależności kalibracyjnych. Zależność kalibracyjna, to zależność czasu stygnięcia odpowiadającego maksimum kontrastu temperaturowego od głębokości defektu o danej średnicy. Wyznaczając średnicę defektu, a następnie

czas odpowiadający maksimum kontrastu temperaturowego oraz mając zależności kalibracyjne, wyznaczone dla danego materiału, możemy określić głębokości podpowierzchniowych defektów. Przedstawione podejście rozwiązuje problem sprzężonego wpływu wielkości i głębokości defektu na odpowiedź materiału na uprzednią jego stymulację impulsem cieplnym. Owo podejście wydaje się być oryginalne na tle prac opublikowanych w literaturze światowej.

W niniejszej rozprawie wybrano próbkę ze stali austenitycznej, której dyfuzyjność cieplna jest wysoka w porównaniu z materiałami izolacyjnymi, co wymagało analizy zjawisk zachodzących w stosunkowo krótkich przedziałach czasu. Zastosowanie proponowanych metod do badania materiałów izolacyjnych wydaje się wymagać wyzwań skromniejszych.

Przedstawione wyniki doświadczalne otwierają drogę do budowy modelu numerycznego próbki zawierającej defekty w postaci nieprzelotowych otworów oraz rozwiązania, metodą elementów skończonych, równania przewodzenia ciepła dla określonych w doświadczeniu warunków początkowo-brzegowych. Istotnym z tych warunków jest wartość energii, którą otrzymała próbka podczas nagrzewania jej powierzchni impulsem cieplnym. Wyznaczeniu tej wartości poświęcono Dodatek B niniejszej pracy.

W rzeczywistym materiale nie znamy ani położenia, ani wielkości podpowierzchniowych defektów. Optymalizacja modelu umożliwi przeprowadzenie doświadczeń numerycznych na próbce zawierającej symulowane defekty o różnej orientacji względem powierzchni. Przeprowadzenie tego typu doświadczeń rzeczywistych byłoby bardzo kosztowne i pracochłonne.

Wadą zaproponowanych metod określania wielkości i głębokości defektów jest konieczność pokrywania badanej powierzchni substancją o wysokiej emisyjności. Metody te wymagają również znajomości, który obszar badanej powierzchni jest obszarem materiału jednorodnego.

9. Literatura

- [1] W. Hershel, Experiments on the solar and the terrestrial rays occasion heat; with a comparative view of the laws to witch light and heat, or rather the rays which occasion them, are subject, in order to determine whether they are the same or different, Philosophical Transaction of the Royal Society of London 90 (1800) 294-437.
- [2] B.M. Jaworski, A.A Dietłaf, Kurs fizyki tom 3; Procesy falowe, optyka, fizyka atomowa i jądrowa, PWN, 1979, 295-311.
- [3] W. Oliferuk, Termografia podczerwieni w nieniszczących badaniach materiałów i urządzeń, Biuro Gamma, 2008.
- [4] AGA Termovision Operating Manual, AGA Infrared Systems AB, S-181 81 Lindigö, Sweden, 1975.
- [5] <http://www.itgs.radom.pl/lt/lt4a.html>
- [6] M. Soroko, Diagnostyka termowizyjna u koni, Poradnik Weterynaryjny (2009) 26-27.
- [7] W. Oliferuk, A. Korbel, W. Bochniak, L. Urbański, R. Hanasz, Macroscopic strain localization during uniaxial tensile deformation of prestrained Fe-Si alloy, Rudy i Metale Nieżelazne 11 (1999) 531-536.
- [8] X.P.V. Maldague, Theory and Practice of Infrared Thermography for Non-Destructive Testing, Willey-Interscience, 2001.
- [9] A.V. Luikov, Analytical Heat Diffusion Theory, Academic Press, 1968.
- [10] H.S. Carslaw, J.C. Jaeger, Conduction of Heat in Solids, Oxford at the Clarenton Press, 1959.
- [11] M.N. Ozisik, Heat Conduction Second Edition, John Wiley & Sons, INC, 1993.
- [12] W. Oliferuk, O. Wysocka, Z. Płochocki, Zastosowanie termografii impulsowej do wykrywania wad w warstwie powierzchniowej metali i ich stopów, Materiały VII Konferencji Krajowej Termografia i Termometria w Podczerwieni, Wyd. Politechnika Łódzka, Ustroń-Jaszowiec, 16-18 listopada, 2006, 103-109.
- [13] J. Fourier, Théorie du mouvement dela chaleur dans les corps solides-1^{ère} Partie, Mémoires de l'Academie des Sciences 4 (1824) 185-555.

- [14] J. Fourier, Théorie du mouvement de la chaleur dans les corps solides-1^{ère} Partie, Mémoires de l'Académie des Sciences 5 (1826) 153-246.
- [15] G. Busse, D. Wu, W. Karpen, Thermal wave imaging with phase sensitive modulated thermography, *Journal of Applied Physics* 71 (1992) 3962-3965.
- [16] G. Busse, Optoacoustic phase angle measurement for probing a metal, *Applied Physics Letters* 35 (1979) 759-760.
- [17] T. Sakagami, S. Kubo, Application of pulsed heating thermography and lock-in thermography for quantitative nondestructive evaluations, *Infrared Physics & Technology* 43 (2002) 211-218.
- [18] C. Ibarra-Castanedo, Quantitative subsurface depth evaluation by pulsed phase thermography: depth retrieval with the phase, doctor's thesis, 2005.
- [19] J. Rentala, D. Wu, G. Busse, Amplitude-Modulated Lock-In Vibrothermography for NDT of Polymers and Composites, *Nondestructive Evaluation* 7 (1996) 215-228.
- [20] J. Rentala, D. Wu, G. Busse, NDT of polymer materials using lock-in thermography with water-coupled ultrasonic excitation, *NDT & E International* 31 (1998) 43-49.
- [21] F. Mabrouki, M. Thomas, M. Genest, A. Fahr, Frictional heating model for efficient use of vibrothermography, *NDT & E International* 42 (2009) 345-352.
- [22] T. Zweschper, A. Dillenz, G. Busse, Ultrasound lock-in thermography-A defect selective NDT method for the inspection of aerospace components, *Insight: Non-Destructive Testing and Condition Monitoring* 43 (2001) 173-179.
- [23] T.J. Barden, Detection of impact damage in CFRP composites by thermosonics, *Nondestructive Testing and Evaluation* 22 (2007) 71-82.
- [24] P. Saha Chinmoy, Dynamic analyses of a metallic sample in sonic infrared NDE technique-Experimental and Computational Approach, ASME/JSME pressure vessels and piping conference, San Diego, CA, United States: ASME, Pressure Vessels and Piping Division, 2004.
- [25] T. Zweschper, Ultrasound excited thermography using frequency modulated elastic waves, *Insight Non-Destructive Testing and Condition Monitoring* 43 (2003) 178-182.

- [26] M. Szczepanik, J. Stabik, G. Wróbel, Ł. Wierzbicki, Detecting of defects in polymeric materials using pulsed infrared thermography, *Archives of Materials Science and Engineering* 30 (2008) 29-32.
- [27] N.P. Avdelidis, D.P. Almond, A. Dobbinson, B.C. Hawtin, C. Ibarra-Castanedo, X. Maldague, Aircraft composites assessment by means of transient thermal NDT, *Progress In Aerospace Science* 40 (2004) 143-162.
- [28] S. Lungin, U. Netzelmann, An effective compression algorithm for pulsed thermography data, *NDT & E International* 38 (2005) 485-490.
- [29] A. Brink, Ch. Maierhofer, M. Rolling, H. Wiggerhauser, Application of quantitative impulse thermography for structural evaluation in civil engineering – comparison of experimental results and numerical simulation, *Proc. 7th Conference on Quantitative InfraRed Thermography*, Croatia, 2002, 35-40.
- [30] F. Cernuschi, N. Ludwig, P. Teruzzi, Statistic-based procedure for sizing and experimental evaluation of convection phenomena by using Video Pulsed Thermography, *Proc. 4th Conference on Quantitative InfraRed Thermography*, Łódź, Poland, 1998, 30-35.
- [31] C. Deemer, J.G. Sun, W.A. Ellingson, One-sided infrared thermal imaging for flaw characterization of ceramic matrix composites, *OSTI* (2000) 1-7.
- [32] N.P. Avdelidis, B.C. Hawtin, D.P. Almond, Transient thermography in the assessment of defects of aircraft composites, *NDT & E International* 36 (2003) 433-439.
- [33] N.P. Avdelidis, D.P. Almond, Transient thermography as a through skin imaging technique for aircraft assembly: modeling and experimental results, *Infrared Physics & Technology* 45 (2004) 103-114.
- [34] D. A. Gonzalez, C. Ibarra-Castanedo, J.M. Lopez-Higuera, X. Maldague, New algorithm based on the Hough transform for the analysis of pulsed thermographic sequences, *NDT & E International* 39 (2006) 617-621.
- [35] S. Lungin, U. Netzelmann, A defect shape reconstruction algorithm for pulsed thermography, *NDT & E International* 40 (2007) 220-228.
- [36] J.G. Sun, Analysis of pulsed thermography methods for depth prediction, *Journal of Heat Transfer* 128 (2006) 329-338.

- [37] N. Ludwig, P. Teruzzi, Heat losses and 3D diffusion phenomena for defect sizing procedures in video pulse thermography, *Infrared Physics & Technology* 43 (2002) 297-301.
- [38] Y.A. Plotnikov, Modeling Of The Multiparameter Inverse Task Of Transient Thermography, Technical Report: NASA-98-25-qnde-yap, 1998, 1-8.
- [39] Y.A. Plotnikov, W.P. Winfree, Temporal Treatment of a Thermal Response for Defect Depth Estimation, AIP Conference Proceeding, 509, 2000, 587–594.
- [40] A.R. Hamzah, P. Delpech, M.B. Saintey, D.P. Almond, An experimental investigation of defect sizing by transient thermography, *Insight* 38 (1996) 167-170.
- [41] W.J. Parker, R.J. Jenkins, C.P. Butler, G.L. Abbot, Flash Method of determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity, *Journal of Applied Physics* 32 (1961) 1679-1684.
- [42] S. Shepard, Y. Hou, J. Lhota, Quantitative characterization of thermographic sequence data, Proc. 16th World Conference on NDT, Montreal, Canada, 2004.
- [43] S. Shepard, J. Lhota, Y. Hou, T. Ahmed, Gold standard comparison of thermographic sequence data, *Insight* 46 (2004) 210-213.
- [44] S. Shepard, Introduction to active thermography for nondestructive evaluation, *Anti-Corrosion Methods and Materials* 44 (1997) 236-239.
- [45] A. Obbadi, S. Belattar, Characterization of delamination by a thermal method of non destructive testing, Proc. Vth International Workshop, Advances in Signal Processing for Non Destructive Evaluation of Materials Quebec City, Canada, 2-4 Aug., 2005, 203-208.
- [46] J.C. Krapez, F. Lepoutre, D Balageas, Early detection of thermal contrast in pulsed stimulated thermography, Colloque C7 supplement au Journal de Physique III 4 (1994) 47-50.
- [47] C. Ibarra-Castanedo, D. Gonzalez, M. Klein, M. Pilla, S. Vallerand, X. Maldague, Infrared image processing and data analysis, *Infrared Physics & Technology* 46 (2004) 75-83.
- [48] C. Deemer, J.G. Sun, W.A. Ellingson, S. Short, Front-flash thermal imaging characterization of continuous fiber ceramic composites, OSTI (1999) 1-9.

- [49] I. Perez, P. Kulowitch, Thermography for characterization of corrosion damage, *Corrosion* (2000) 00290.
- [50] Ch. Maierhofer, A. Brink, M. Rolling, W. Higgenhauser, Transient thermography for structural investigation of concrete and composites in the near surface region, *Infrared Physics & Technology* 43 (2002) 271-278.
- [51] S. Quek, D. Almond, Defect detection capability of pulsed transient thermography, *Insight* 47 (2005) 212-215.
- [52] M. Omar, M. Hassan, K. Saito, R. Alloo, IR self-referencing thermography for detection of in-depth defects, *Infrared Physics & Technology* 46 (2005) 283-289.
- [53] M. Maj, W. Oliferuk, O. Wysocka, Relation between defect depth and standard thermal contrast on the steel surface in pulsed thermography, Proc. 9th International Conference on Quantitative Infrared Thermography, Krakow, Poland, July 2-5, 2008, 627-631.
- [54] O. Wysocka–Fotek, W. Oliferuk, M. Maj, Reconstruction of size and location of simulated defects in austenitic steel plate using pulsed IR thermography, *wysłane do NDT & E International*, 2011, (“under review”).
- [55] H.I. Rignermacher, Jr.R.J. Archacki, W.A. Veronesi, Nondestructive Testing: Transient Depth Thermography, U. S. Patent No. 5,711.603, 1998.
- [56] O. Wysocka–Fotek, W. Oliferuk, M. Maj, Use of Pulse IR Thermography for detection and quantitative description of subsurface defects in austenitic steel, *Rudy i Metale Nieżelazne* 11 (2009) 684-687.
- [57] V.P. Vavilov, T. Ahmed, H.J. Jin, L.R. Favro, L.D. Thomas, Experimental Thermal Tomography of Solids By Using The Pulse One Side Heating, *Soviet Journal of Nondestructive Testing* 12 (1990) 60–66.
- [58] M. Suśa, Numerical Modeling of Pulse Thermography Experiments for Defect Characterisation Purposes, doctor’s thesis, 2009.
- [59] I. Perez, P. Kulowitch, Thermography for Characterization of Corrosion Damage, *Corrosion* (2000) 00290.
- [60] H.D. Benitez, C. Ibarra-Castanedo, A.H. Bendada, X. Maldague, H. Loaiza, E. Caicedo, Definition of a new thermal contrast and pulse correction for defect

- quantification in pulsed thermography, *Infrared Physics & Technology* 51 (2008) 160-167.
- [61] M. Pilla, M. Klein, X. Maldague, A. Salerno, New absolute contrast for pulsed thermography, Proc. 7th Conference on Quantitative InfraRed Thermography, Croatia, 2002, 53-58.
- [62] C. Ibarra-Castanedo, F. Galmiche, A. Darabi, M. Pilla, M. Klein, A. Ziadi, S. Vallerand, J.F. Pelletier, X. Maldague, Thermographic nondestructive evaluation: overview of recent progress, Proc. SPIE Thermosense XXV, 2003, 70-73.
- [63] I. Boras, S. Svaic, A. Galovic, Mathematical model for simulation of defects under a material surface applied to thermographic measurements, Proc. 4th Conference on Quantitative InfraRed Thermography, Łódź, Poland, 1998, 53-58.
- [64] V. Vavilov, Determining Limits of Thermal NDT of Thick Graphite/Epoxy Composites, Proc. 8th ECNDT, 25-29 September, Berlin, 2006, 1-9.
- [65] N. Rajic, Principal component thermography for flaw contrast enhancement and flaw depth characterization in composite structures, *Composite Structures* 58 (2002) 521–528.
- [66] M. Krishnapillai, R. Jones, I.H. Marshall, M. Bannister, N. Rajic, NDT using pulsed thermography: Numerical modeling of composite subsurface defects, *Composite Structures* 75 (2006) 241–249.
- [67] N.P. Avdelidies, D.P. Almond, Transient thermography as through skin imaging technique for aircraft assembly: modeling and experimental results, *Infrared Physics & Technology* 45 (2004) 103–114.
- [68] A. Bendada, A combined integral transform asymptotic expansion method for the characterization of interface flaws through stimulated infrared thermography, Proc. Vth International Workshop, Advances in Signal Processing for Non Destructive Evaluation of Materials Quebec City, Canada, 2-4 Aug. 2005, 179-184.
- [69] F. Mabrouki, M. Genest, G. Shiri, A. Fahr, Numerical modeling for thermographic inspection of fiber metal laminates, *NDT & E International* 42 (2009) 581–588.

- [70] I. Boras, S. Svaić, Mathematical model for simulation of defects under material surface applied to thermographic measurements, Proc. 4th Conference on Quantitative InfraRed Thermography, Łódź, Poland, 1998, 1-6.
- [71] O. Wysocka-Fotek, W. Oliferuk, M. Maj, Determination of the energy absorbed by material tested using pulsed IR thermography, Proc. 37th Solid Mechanics Conference, Warsaw, Poland, 2010, 292–293.

Dodatek A: Zależność temperatury od czasu stygnięcia powierzchni materiału jednorodnego, nagrzanego impulsem cieplnym o skończonym czasie trwania

Jeżeli powierzchnię badanego materiału nagrzemy równomiernie, to wówczas można ograniczyć się do rozpatrywania jednowymiarowego modelu półprzestrzeni. Dla takiego modelu równanie przewodzenia ciepła ma postać:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{w}{c\rho}, \quad (\text{A.1})$$

gdzie: α - dyfuzyjność cieplna,
 c - ciepło właściwe,
 ρ - gęstość materiału,
 w - funkcja źródeł ciepła,
 t - współrzędna czasowa,
 z - współrzędna przestrzenna.

Założmy, że powierzchnię półprzestrzeni nagrzano równomiernie impulsem cieplnym o skończonym czasie trwania τ .

Aby zapisać równanie (A.1) w postaci bezwymiarowej, wprowadźmy następujące oznaczenia:

$$\bar{T} = \frac{T}{T_c}, \quad \bar{t} = \frac{t}{t_c}, \quad \bar{z} = \frac{z}{L}, \quad \bar{w} = \frac{w}{w_c} \text{ i } t_c = \tau, \quad (\text{A.2})$$

gdzie: T_c, t_c, L, w_c – charakterystyczne wielkości określające odpowiednią skalę.

Podstawiając (A.2) do (A.1), otrzymamy:

$$\frac{T_c}{\tau} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{t}} = \frac{\alpha T_c}{L^2} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{z}^2} + \frac{w_c}{\rho c} \bar{w}. \quad (\text{A.3})$$

Po przekształceniu równanie (A.3) można zapisać w postaci:

$$\frac{L^2}{\alpha \tau} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{t}} = \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{z}^2} + \frac{w_c L^2}{\rho c \alpha T_c} \bar{w}. \quad (\text{A.4})$$

Jeżeli $L^2 = \tau \alpha$, $w_c = \frac{T_c c \rho \alpha}{L^2}$, wtedy otrzymujemy bezwymiarową postać równania (A.1):

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{t}} = \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{z}^2} + \bar{w}. \quad (\text{A.5})$$

Zakładając, że energia impulsu stymulującego jest pochłaniana przez nieskończenie cienką warstwę badanego materiału, funkcję źródeł ciepła można wyrazić w następujący sposób:

$$\bar{w}(t, z) = f(\bar{t}) \delta(\bar{z} - 0), \quad (\text{A.6})$$

gdzie: δ - delta Diraca.

Zgodnie z równaniem (A.6), warunek nagrzewania powierzchni S można zapisać, jako:

$$\frac{Q(t)}{S} = \int_0^t w dt \int_0^\infty dz = w_c \tau L \int_0^{\bar{t}} f(\bar{t}) d\bar{t} \int_0^\infty \delta(\bar{z} - 0) d\bar{z} = w_c \tau L \int_0^{\bar{t}} f(\bar{t}) d\bar{t}, \quad (\text{A.7})$$

gdzie: $\frac{Q(t)}{S} = Q_s$ - powierzchniowa gęstość energii zaabsorbowanej przez badaną powierzchnię materiału podczas stymulacji cieplnej.

Zapisując Q_s w bezwymiarowej postaci, otrzymamy:

$$\frac{Q_s(t)}{w_c \tau L} = \bar{Q}_s(\bar{t}). \quad (\text{A.8})$$

Przyjmijmy, że:

$$\bar{Q}_s(1) = 1. \quad (\text{A.9})$$

Podstawiając (A.9) do (A.8), otrzymamy:

$$\frac{Q_s(\tau)}{w_c \tau L} = 1. \quad (\text{A.10})$$

Aby można było funkcję $f(\bar{t})$, opisującą impuls stymulujący, wyrazić za pomocą jednostkowej funkcji Heaviside'a przyjmijmy, że:

$$f(\bar{t}) = \mathbf{1}. \quad (\text{A.11})$$

Wówczas, $f(\bar{t})$, dla impulsu o skończonym czasie trwania $\bar{\tau}$ (w przyjętej skali $\bar{\tau} = 1$), można przedstawić, jako różnicę funkcji Heaviside'a,

$$f(\bar{t}) = \mathbf{1}_{[0, \infty]}(\bar{t}) - \mathbf{1}_{[1, \infty]}(\bar{t}) = \mathbf{1}_{[0, 1]}(\bar{t}). \quad (\text{A.12})$$

Nagrzana powierzchnia badanego materiału stygnie w wyniku przewodzenia ciepła, zjawiska konwekcji i promieniowania. Dla materiałów o wysokiej dyfuzyjności

cieplnej można uznać, że spadek temperatury badanej powierzchni zachodzi w rezultacie przewodzenia ciepła; że pozostałe mechanizmy jego transportu można zaniedbać. Zakładając, że przed stymulacją cieplną temperatura rozpatrywanej powierzchni wynosiła T_0 , warunki początkowo-brzegowe można zapisać w następujący sposób:

$$T(0, z) = T_0, \quad \frac{\partial T}{\partial z}(t, 0) = 0, \quad T(t, \infty) = T_0. \quad (\text{A.13})$$

Rozwiązaniem równania (A.5) dla warunków początkowo-brzegowych (A.13) jest splot funkcji (A.12) i funkcji Greena:

$$\bar{T} - \bar{T}_0 = \Delta \bar{T}(\bar{t}) = f(\bar{t}) * G(\bar{t}, \bar{z}), \quad (\text{A.14})$$

gdzie:

$$G(\bar{t}, \bar{z}) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{\bar{t}}} e^{-\frac{\bar{z}^2}{4\bar{t}}}, \quad (\text{A.15})$$

Dla $\bar{z} = 0$ funkcja Greena przyjmuje następującą postać:

$$G(\bar{t}, 0) = G(\bar{t}) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{\bar{t}}}. \quad (\text{A.16})$$

Zmiana temperatury na powierzchni w odniesieniu do temperatury początkowej T_0 , dla $\bar{t} \geq 1$ ma, zatem, postać następującą:

$$\bar{T} - \bar{T}_0 = \Delta \bar{T}(\bar{t}) = f(\bar{t}) * G(\bar{t}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\bar{t}} 1_{[0,1]}(u) \cdot \frac{1}{\sqrt{(\bar{t}-u)}} du = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{\bar{t}-u}} du = -\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\bar{t}}^{\bar{t}-1} \frac{1}{\sqrt{v}} dv,$$

gdzie: $v = \bar{t} - u$ i $dv = -du$.

$$\Delta \bar{T}(\bar{t}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\bar{t}-1}^{\bar{t}} \frac{1}{\sqrt{v}} dv = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{v} \Big|_{\bar{t}-1}^{\bar{t}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (\sqrt{\bar{t}} - \sqrt{\bar{t}-1}). \quad (\text{A.17})$$

Otrzymana funkcja (A.17) jest bezwymiarową postacią rozwiązania równania (A.5) dla warunków początkowo-brzegowych (A.13).

Uwzględniając, że $\bar{T} = \frac{T}{T_c}$, $L^2 = \tau \alpha$, $w_c = \frac{T_c c \rho \alpha}{L^2}$ i (A.10), otrzymamy następującą,

wymiarową postać tego rozwiązania:

$$\Delta T(t) = \frac{2Q_s(\tau)}{c \rho \sqrt{\pi \tau \alpha}} \left(\sqrt{\frac{t}{\tau}} - \sqrt{\frac{t}{\tau} - 1} \right). \quad (\text{A.18})$$

Po wprowadzeniu oznaczenia: $\frac{\tau}{t} = \xi$, otrzymamy:

$$\Delta T(t) = \frac{2Q_s(\tau)}{c\rho\sqrt{\pi}\sqrt{\alpha}\sqrt{\tau}} \left(\sqrt{\frac{1}{\xi}} - \sqrt{\frac{1}{\xi} - 1} \right) = \frac{2Q_s(\tau)}{c\rho\sqrt{\pi}\sqrt{\alpha}\sqrt{\tau}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\xi}} (1 - \sqrt{1 - \xi}). \quad (\text{A.19})$$

Równanie (A.19) zostało wyprowadzone dla temperatury powierzchni półprzestrzeni. Może być ono wykorzystane także dla warstwy o skończonej grubości, jeżeli warunki stymulacji cieplnej zostaną tak dobrane, aby przeciwległa powierzchnia materiału nie wpływała na rozkład temperatury na stygnącej powierzchni.

Rozwijając w szereg Taylora wyrażenie $(\sqrt{1 - \xi})$, z dokładnością do wyrazów liniowych, otrzymamy, że dla $\xi \rightarrow 0$, czyli dla $t \gg \tau$:

$$\sqrt{1 - \xi} \cong 1 - \frac{1}{2}\xi. \quad (\text{A.20})$$

Zatem:

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} (1 - \sqrt{1 - \xi}) \cong \frac{1}{2}\sqrt{\xi} = \frac{\sqrt{\tau}}{\sqrt{t}}. \quad (\text{A.21})$$

Podstawiając (A.21) do (A.19) otrzymamy, że zależność temperatury badanej powierzchni od czasu stygnięcia t dla $t \gg \tau$, czyli dla czasu znacznie dłuższego od czasu trwania impulsu, można zapisać w następującej postaci:

$$\Delta T(t) = \frac{Q_s(\tau)}{c\rho\sqrt{\pi}\sqrt{\alpha}} \frac{1}{\sqrt{t}}. \quad (\text{A.22})$$

Wykazano, więc, że jeśli badaną powierzchnię nagrzemy jednorodnie impulsem o skończonym czasie trwania τ i przeprowadzimy analizę czasowej sekwencji temperatury zawartej w czasie $t \gg \tau$ to:

$$\Delta T(t) \sim \frac{1}{\sqrt{t}}. \quad (\text{A.23})$$

Zależność (A.23) została wyprowadzona dla materiału jednorodnego. Po obustronnym zlogarytmowaniu tej zależności, jej wykresem będzie linia prosta o nachyleniu $-\frac{1}{2}$.

Jeżeli wykres zależności $\ln \Delta T$ od $\ln(t)$ odbiega od tej prostej, to możemy wnioskować, że badany materiał nie jest jednorodny; zawiera obszary różniące się dyfuzyjnością cieplną.

Dodatek B: Określenie powierzchniowej gęstości energii absorbowanej przez powierzchnię materiału podczas jej stymulacji impulsem cieplnym

Przedstawione w niniejszej rozprawie wyniki doświadczalne otwierają drogę do budowy modelu numerycznego próbki zawierającej defekty w postaci nieprzelotowych otworów oraz rozwiązania, metodą elementów skończonych, równania przewodzenia ciepła dla określonych w doświadczeniu warunków początkowo-brzegowych. Istotnym z tych warunków jest wartość energii, którą otrzymała próbka podczas nagrzewania jej powierzchni impulsem cieplnym. Wyznaczenie wspomnianej energii utrudnia występujące zjawisko rozpraszania ciepła oraz fakt, że sprawność źródła stymulacji jest mniejsza od jedności [71]. Dla materiału jednorodnego, o powierzchni nagrzanej równomiernie, można przyjąć model jednowymiarowy (patrz dodatek A), wówczas równanie różniczkowe przewodzenia ciepła ma postać:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{w}{c\rho}, \quad (\text{B.1})$$

gdzie: α - dyfuzyjność cieplna,
 c - ciepło właściwe,
 ρ - gęstość materiału,
 w - funkcja źródeł ciepła,
 t - współrzędna czasowa,
 z - współrzędna przestrzenna.

Dla nieskończonej płyty o grubości h powierzchniowa gęstość energii Q_s absorbowanej przez badaną powierzchnię materiału podczas stymulacji cieplnej ma postać:

$$Q_s = w \int_0^{\infty} dt \int_0^h dz. \quad (\text{B.2})$$

Zakładając, że podczas stygnięcia nagrzanej powierzchni, zjawiska konwekcji i promieniowania w porównaniu z przewodnictwem ciepła można pominąć, warunki początkowo-brzegowe można zapisać w następujący sposób:

$$T(t=0) = T_0, \quad \frac{\partial T}{\partial z}(z=0) = 0 = \frac{\partial T}{\partial z}(z=h). \quad (\text{B.3})$$

Zapiszmy równanie (B.1) w postaci bezwymiarowej, wprowadzając następujące oznaczenia:

$$\bar{t} = \frac{t}{t_c}, \quad \bar{z} = \frac{z}{h}, \quad \vartheta = \frac{T - T_0}{T_c}, \quad \bar{w} = \frac{w}{w_c}, \quad (\text{B.4})$$

gdzie: t_c, h, T_c, w_c – charakterystyczne wielkości określające skalę.

$$t_c = \frac{h^2}{k}, \quad w_c = \frac{k}{h^2} Q_s, \quad T_c = \frac{1}{h\rho c} Q_s = \frac{h^2}{\rho c k} w_c.$$

Uwzględniając, że podczas nagrzewania powierzchni materiału krótkim impulsem cieplnym, którego czas trwania τ jest krótszy od czasu charakterystycznego t_c ($\tau \leq O^* t_c$, gdzie: O^* - błąd pomiarowy), \bar{w} ma postać:

$$\bar{w} = \delta(\bar{t} - 0) \delta(\bar{z} - 0), \quad (\text{B.5})$$

gdzie: δ - delta Diraca.

Bezwymiarowa postać równania (A.1) jest następująca:

$$\frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial \bar{t}} = \frac{\partial^2 \bar{\vartheta}}{\partial \bar{z}^2} + \bar{w}, \quad (\text{B.6})$$

a bezwymiarowa postać warunków początkowo-brzegowych (B.3):

$$\bar{\vartheta}(\bar{t} = 0) = 0, \quad \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial \bar{z}}(\bar{z} = 0) = 0 = \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial \bar{z}}(\bar{z} = 1). \quad (\text{B.7})$$

Rozwiązanie równania (B.6) dla warunków (B.7) i (B.5) ma postać [10]:

$$\begin{aligned} \bar{\vartheta} &= \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{\bar{t}}} e^{-\frac{\bar{z}^2}{4\bar{t}}} + \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{\bar{t}}} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \exp \left[-\frac{(2m - \bar{z})^2}{4\bar{t}} \right] + \exp \left[-\frac{(2m + \bar{z})^2}{4\bar{t}} \right] \right\} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{\bar{t}}} \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \exp \left[-\frac{[2(m+1) - \bar{z}]^2}{4\bar{t}} \right] + \exp \left[-\frac{(2m + \bar{z})^2}{4\bar{t}} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

gdzie: m - liczba porządkowa.

Dla $z = 0$, otrzymamy:

$$\bar{\vartheta} = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{\bar{t}}} + \frac{2}{\sqrt{\pi} \sqrt{\bar{t}}} \sum_{m=1}^{\infty} \exp \left[-\frac{m^2}{\bar{t}} \right]. \quad (\text{B.9})$$

Zapisując (B.9) w postaci wymiarowej:

$$\Delta T = T(t) - T_0 = \frac{Q_s}{c\rho\sqrt{\pi\alpha t}} + \frac{2Q_s}{c\rho\sqrt{\pi\alpha t}} \sum_{m=1}^{\infty} \exp\left[-\frac{h^2 m^2}{t\alpha}\right], \quad (\text{B.10})$$

gdzie: $T(t)$ - wartość temperatury obszaru powierzchni po stymulacji cieplnej,

T_0 - wartość temperatury obszaru powierzchni przed stymulacją.

Przyjmując, że błąd pomiaru ΔT $O^* \leq 1\%$, drugi człon równania (B.10) można pominąć, wtedy:

$$\Delta T(t) = \frac{Q_s}{c\rho\sqrt{\pi}\sqrt{\alpha}} \frac{1}{\sqrt{t}}. \quad (\text{B.11})$$

Zależność (B.11) można zapisać w innej postaci:

$$\Delta T(t) = A \cdot \frac{1}{\sqrt{t}}, \quad (\text{B.12})$$

$$\text{gdzie: } A = \frac{Q_s}{c\rho\sqrt{\pi}\sqrt{\alpha}}. \quad (\text{B.13})$$

Po obustronnym zlogarytmowaniu równania (B.13), otrzymamy:

$$\ln \Delta T(t) = \ln(A) - \ln \frac{1}{2}(t). \quad (\text{B.14})$$

Z równania (B.14) wynika, że logarytm naturalny zmiany temperatury powierzchni materiału jednorodnego jest liniową funkcją logarytmu czasu. Jej wykresem jest linia prosta o nachyleniu $-\frac{1}{2}$.

Wzór na $\ln(Q_s)$ można wyprowadzić logarytmując zależność (B.13),

$$\ln(Q_s) = \ln(A) + \ln(c) + \ln(\rho) + \frac{1}{2}\ln(\pi) + \frac{1}{2}\ln(\alpha). \quad (\text{B.15})$$

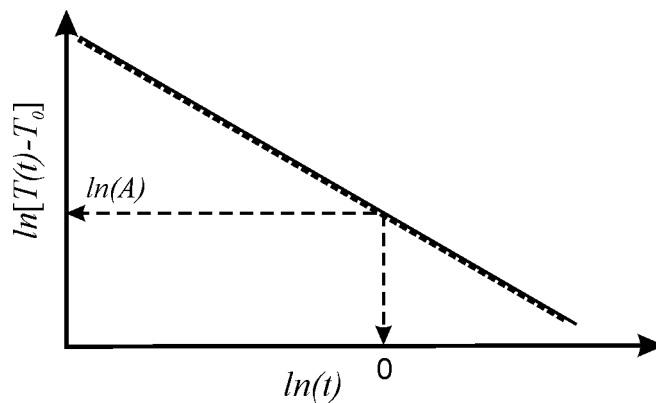
Jedyną niewiadomą w równaniu (B.15) jest $\ln(A)$. Można ją wyznaczyć z wykresu zależności $\ln \Delta T$ od $\ln(t)$ dla obszaru powierzchni materiału jednorodnego, tak jak to pokazano na rys. B.1.

Przekształcając wzór (B.15) otrzymamy:

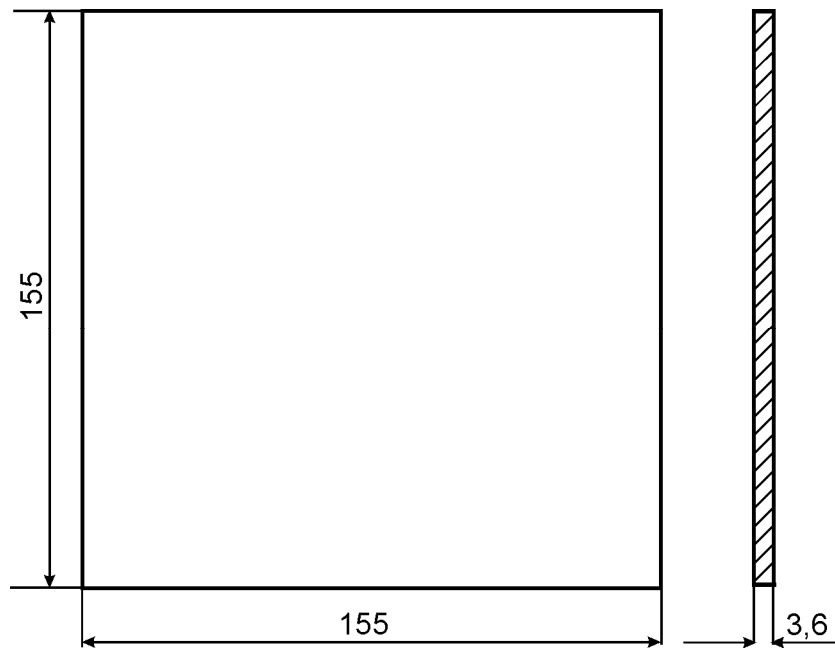
$$Q_s = \exp\left(\ln(A) + \ln(c) + \ln(\rho) + \frac{1}{2}\ln(\pi) + \frac{1}{2}\ln(\alpha)\right). \quad (\text{B.16})$$

Z (B.16) wynika, że obliczenie wartości powierzchniowej gęstości energii Q_s zabsorbowanej przez powierzchnię materiału podczas jej stymulacji cieplnej wymaga

znajomości ciepła właściwego c , gęstości ρ oraz dyfuzyjności cieplnej α badanego materiału oraz wartości $\ln(A)$.



Rys. B.1. Wykres zależności $\ln[T(t) - T_0]$ od $\ln(t)$ jest linią prostą.

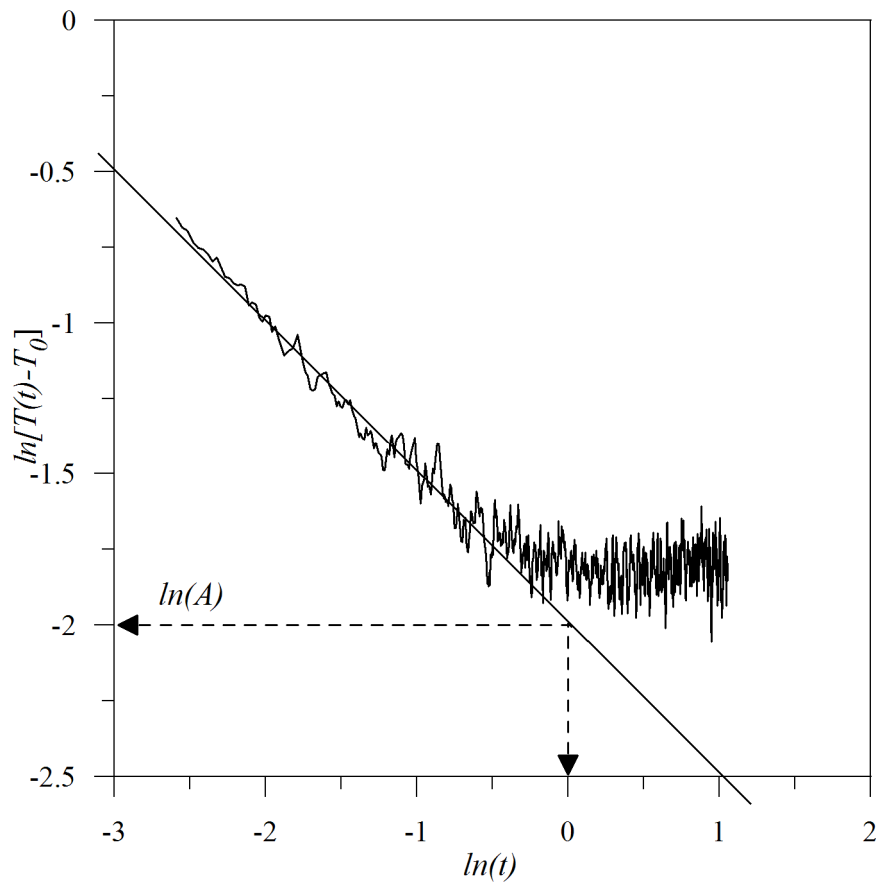


Rys. B.2. Geometria badanej próbki.

Aby wyznaczyć wartość, energii którą otrzymała próbka podczas nagrzewania jej powierzchni impulsem cieplnym, przygotowano jednorodną płytę ze stali austenitycznej 316L o wymiarach $155 \text{ mm} \times 155 \text{ mm} \times 3,6 \text{ mm}$ (rys. B.2). Jej powierzchnię pokryto grafitem w celu uzyskania wysokiej, jednorodnej emisyjności. Tak przygotowaną powierzchnię próbki nagrzano jednorodnie halogenową lampą błyskową o energii impulsu $1,5 \text{ kJ}$ i czasie trwania 3 ms . Odległość lampy od próbki

była równa $0,5 \text{ m}$. Rozkład temperatury na badanej powierzchni podczas procesu jej stygnięcia rejestrowano kamerą termograficzną z częstotliwością 346 Hz (rys. 6.2, rozdział 6).

Na podstawie, zarejestrowanego rozkładu temperatury wyznaczono, w funkcji czasu, średnią wartości temperatury dla obszaru powierzchni równego 400 mm^2 . Na podstawie tej funkcji otrzymano zależność $\ln[T(t) - T_0]$ od $\ln(t)$. Wykres tej zależności przedstawiono na rys. B.3. Z tego wykresu odczytano wartość $\ln(A)$.



Rys. B.3. Wykres zależności $\ln[T(t) - T_0]$ od $\ln(t)$.

Podstawiając do równania (B.16) następujące wartości: ciepła właściwego $c = 500 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, gęstości $\rho = 7800 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ i dyfuzyjności cieplnej $\alpha = 3,71 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ otrzymano:

$$Q_s = \exp\left(-2 + \ln(500) + \ln(7800) + \frac{1}{2} \ln(3,14) + \frac{1}{2} \ln(3,71 \cdot 10^{-6})\right) \frac{\text{J}}{\text{m}^2} \approx 1800 \frac{\text{J}}{\text{m}^2}.$$

Wartość powierzchniowej gęstości energii zaabsorbowanej przez powierzchnię stalowej płyty podczas jej nagrzewania lampą o energii impulsu $1,5 \text{ kJ}$ o czasie trwania 3 ms jest równa $1800 \pm 18 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$.

W przedstawionych obliczeniach uwzględniono jedynie błąd metody wynikający z pominięcia drugiego członu w wyrażeniu (B10).

Mgr inż. Olga Wysocka-Fotek
Laboratorium Termoplastyczności
Zakład Mechaniki Materiałów
Instytut Podstawowych Problemów Techniki
Polskiej Akademii Nauk
ul. Pawińskiego 5B
02-106 Warszawa

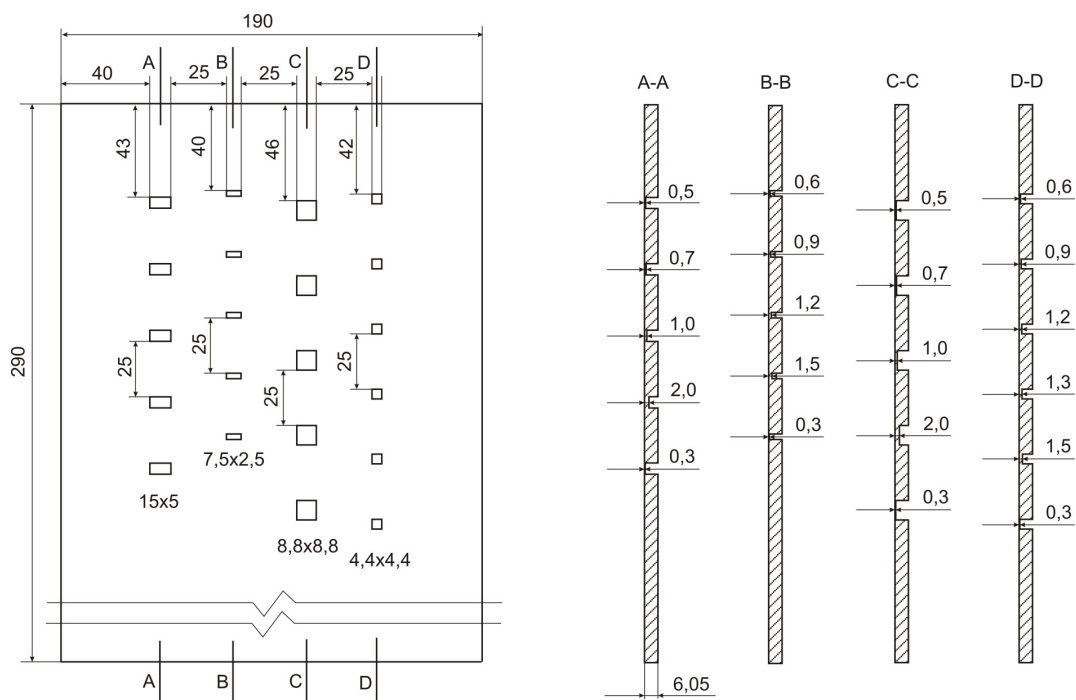
Warszawa, dnia 30.04.2012 r.

Wyznaczanie wielkości i głębokości defektów o przekroju kwadratowym i prostokątnym przy użyciu termografii impulsowej

(Aneks do rozprawy doktorskiej)

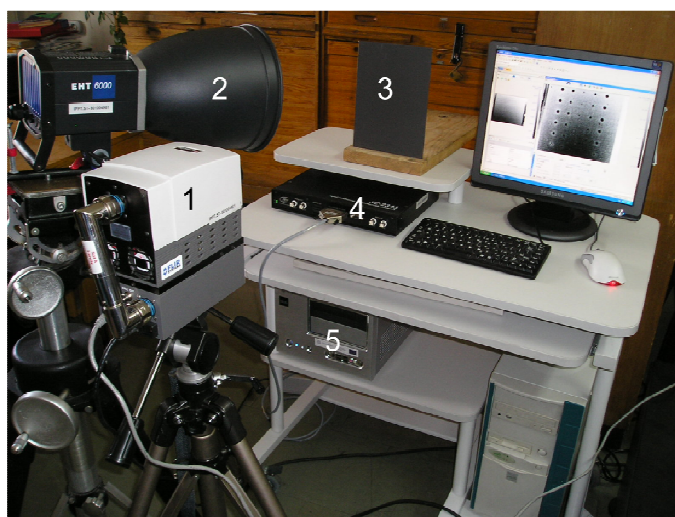
Zaproponowana metoda wyznaczania wielkości i głębokości defektów, została opracowana i sprawdzona dla defektów o przekroju kołowym. Korzystając z procedury przedstawionej w rozprawie (paragraf 7.1), średnicę defektów szacowano na podstawie powierzchniowego rozkładu pochodnej temperatury względem czasu stygnięcia. Następnie wykorzystując zależności kalibracyjne wyznaczono głębokości defektów.

Aby sprawdzić czy zaproponowana metoda szacowania wielkości i głębokości defektów może być używana w przypadku defektów o przekroju innym niż kołowy, przygotowano płytę ze stali austenitycznej 316L, w której wykonano defekty o przekroju kwadratowym i prostokątnym. Kształt, wymiary i głębokości defektów przedstawiono na rysunku 1.



Rys. 1. Geometria stalowej płyty z symulowanymi defektami o przekroju kwadratowym i prostokątnym.

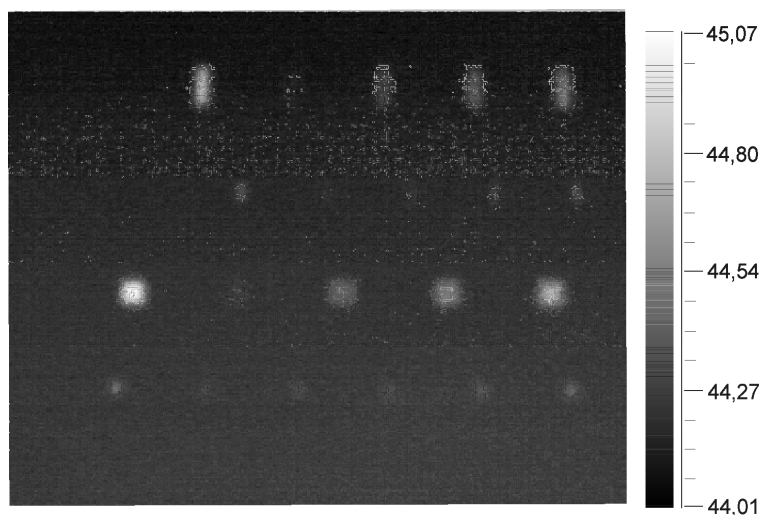
W celu zapewnienia jednorodnej emisyjności, powierzchnię próbki pokryto grafitem. Tak przygotowaną próbkę nagrzano jednorodnie halogenową lampą błyskową o energii impulsu 6 kJ . Czas trwania impulsu wynosił 3 ms , a odległość lampy od próbki $0,5 \text{ m}$. Kamery termograficzną oraz lampę umieszczono od strony próbki, na której nie były widoczne symulowane defekty (rys. 2).



Rys. 2. Układ pomiarowy do wykrywania defektów metodą termografii impulsowej:

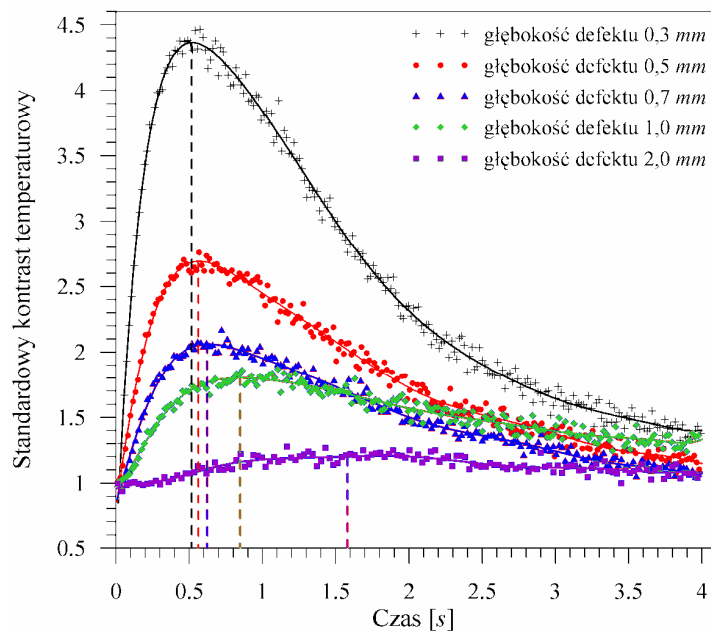
- 1 – kamera podczerwieni, 2 – halogenowa lampa błyskowa, 3 – próbka,
- 4 – interfejs: kamera podczerwieni – lampa, 5 – komputer.

Rozkład temperatury na badanej powierzchni podczas stygnięcia rejestrowano za pomocą systemu termograficznego ThermaCam Phoenix firmy FLIR z detektorem promieniowania podczerwonego InSb o zakresie spektralnym $(3-5)\mu m$. Obrazy termiczne rejestrowano z częstotliwością 346 Hz . Przykładowy rozkład temperatury na badanej powierzchni przedstawiono na rys. 3.

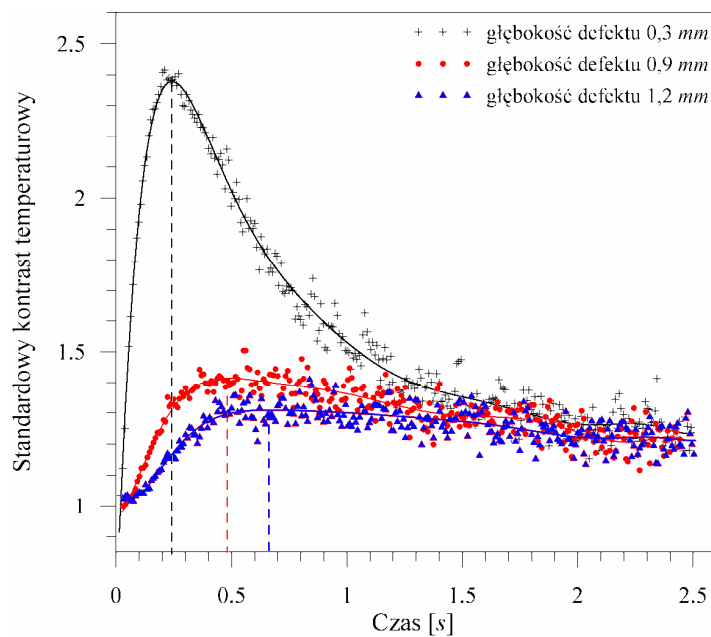


Rys. 3. Rozkład temperatury na badanej powierzchni po upływie $0,67\text{ s}$ od wygaszenia impulsu stymulującego.

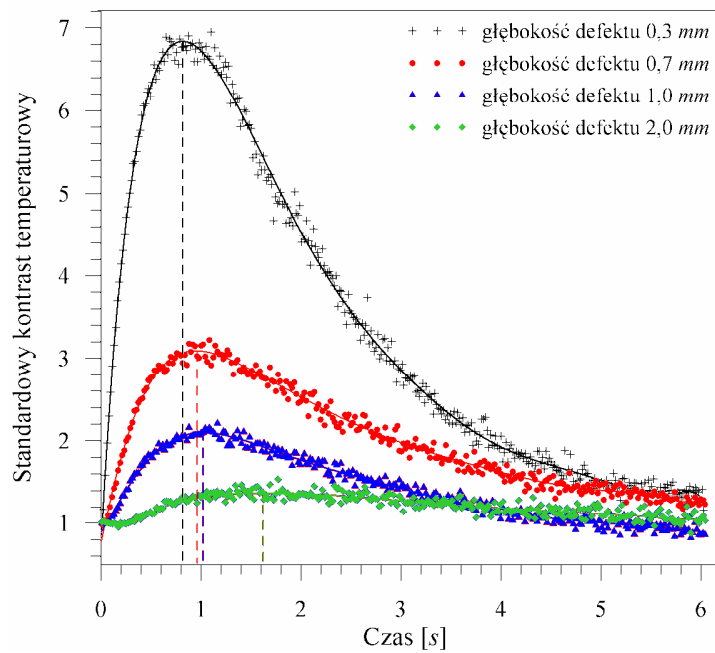
Na podstawie, zarejestrowanego rozkładu temperatury na powierzchni w funkcji czasu stygnięcia, wyznaczono zależności standardowego kontrastu temperaturowego (patrz rozdział 7, str. 75) od czasu. Uzyskane zależności dla defektów o różnych wielkościach, położonych na różnych głębokościach, przedstawiono na rys.: 4–7.



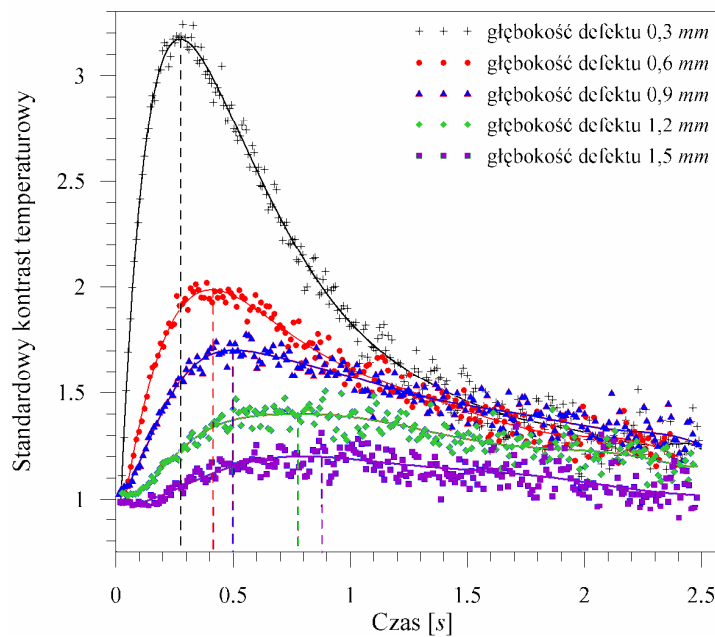
Rys. 4. Zależność standardowego kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia dla obszaru nad defektem o wymiarach 15 mm x 5 mm .



Rys. 5. Zależność standardowego kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia dla obszaru nad defektem o wymiarach 7,5 mm x 2,5 mm .



Rys. 6. Zależność standardowego kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia dla obszaru nad defektem o wymiarach $8,8 \text{ mm} \times 8,8 \text{ mm}$.



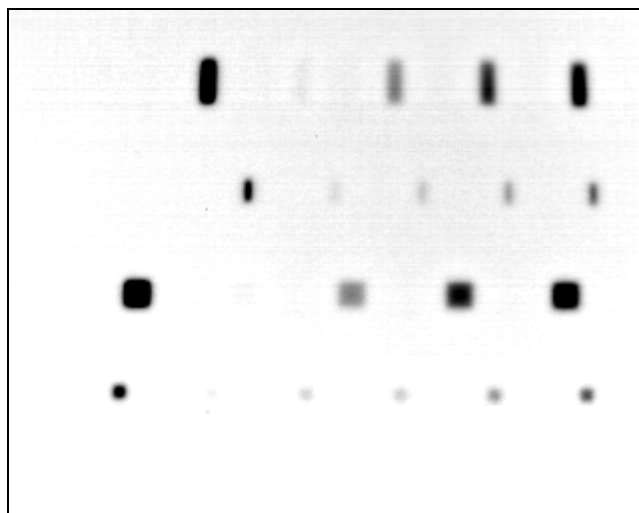
Rys. 7. Zależność standardowego kontrastu temperaturowego od czasu stygnięcia dla obszaru nad defektem o wymiarach $4,4 \text{ mm} \times 4,4 \text{ mm}$.

Na rys.: 4-7 widać, że dla jednakowej wielkości defektu czas stygnięcia odpowiadający maksymalnej wartości kontrastu jest różny dla różnych jego głębokości. Jak pokazano, jednoznaczne określenie wspomnianej zależności jest

możliwe jedynie w zakresie czasu stygnięcia, w którym na wartość kontrastu temperaturowego na badanej powierzchni nie wpływa przeciwległa powierzchnia próbki. Podobnie jak poprzednio, do określenia tego zakresu czasu, wykorzystano jednowymiarowe równanie przewodzenia ciepła dla jednorodnej półprzestrzeni (rozdział 7, str. 80). Przeprowadzona analiza pokazała, że dla płyty o grubości $6,05\text{ mm}$, w przedziale czasu od 0 do 3 s badaną powierzchnię płyty możemy traktować jako ciało pół-nieskończone, czyli, że na wartość kontrastu temperaturowego na badanej powierzchni nie ma wpływu przeciwległa powierzchnia próbki. Z rysunków: 4–7 wynika, że dla rozpatrywanych defektów, przeciwległa powierzchnia próbki nie wpływa na wartość czasu odpowiadającego maksimum kontrastu temperaturowego.

Szacowanie wielkości defektów o przekroju kwadratowym i prostokątnym

Wyznaczono powierzchniowy rozkład pochodnej temperatury względem czasu stygnięcia według procedury opisanej w rozprawie (patrz paragraf 7.1, str. 84). Przykładowy rozkład pochodnej temperatury, przedstawiony w bezwymiarowych jednostkach szarości, pokazano na rys. 8.

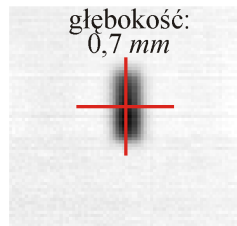


Rys. 8. Rozkład pochodnej temperatury względem czasu na badanej powierzchni po upływie $0,67\text{ s}$ od wygaszenia impulsu stymulującego.

Wyznaczono profile pochodnej temperatury wzdłuż osi poziomych i pionowych przechodzących przez środki widocznych śladów defektów (rys. 9). Profile te, dla

poszczególnych defektów, wyznaczono w chwili czasu odpowiadającej maksimum kontrastu temperaturowego.

Wielkość defektu $d = 15 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$

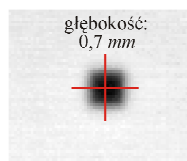


czas stygnięcia 0,67 s

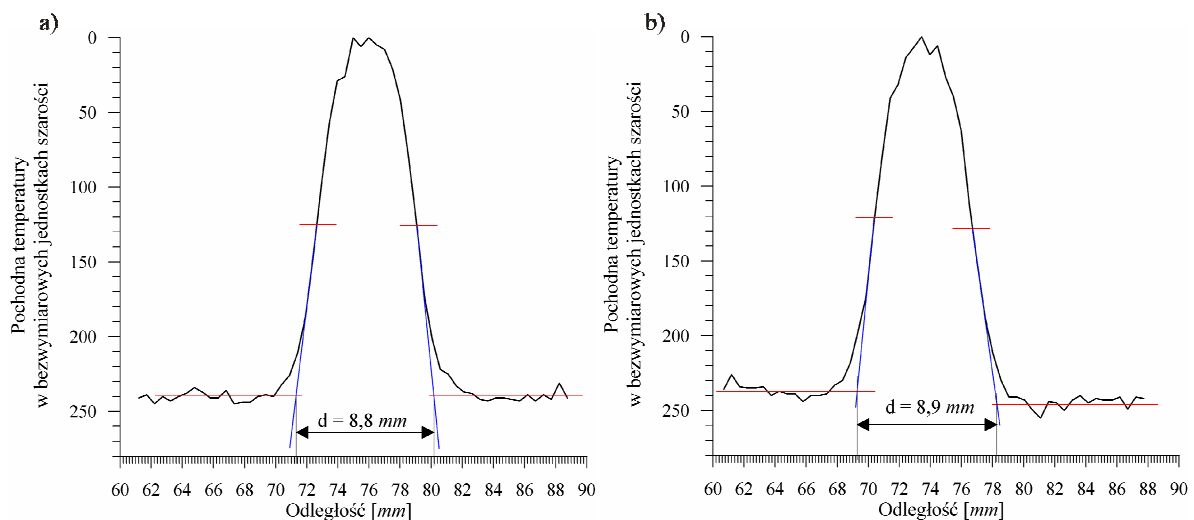
Rys. 9. Przykładowy rozkład pochodnej temperatury od czasu wyrażonej w bezwymiarowych jednostkach szarości. Zaznaczono odcinki, wzdłuż których wyznaczano profile pochodnej temperatury.

Na rysunkach: 10–11 pokazano uzyskane profile pochodnej temperatury dla wybranych defektów o przekroju kwadratowym i prostokątnym. Dla porównania, przedstawiono odpowiadające im profile temperatury (rys. 12-13).

Wielkość defektu $d = 8,8 \text{ mm} \times 8,8 \text{ mm}$

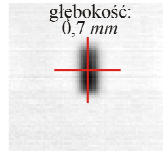


czas stygnięcia 0,97 s

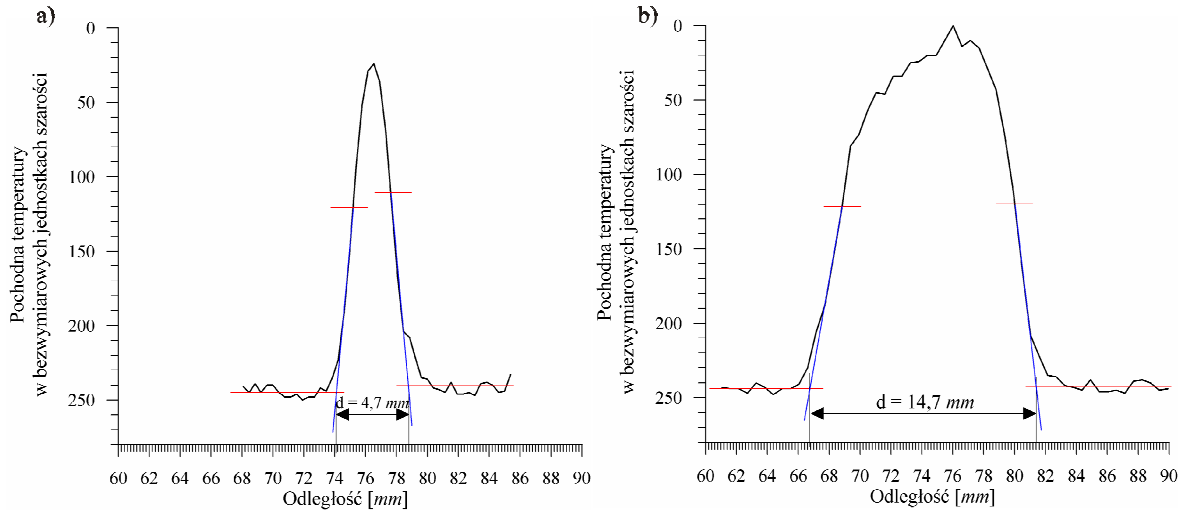


Rys. 10. Profil pochodnej temperatury od czasu wzdłuż odcinka: a) poziomego i b) pionowego, przecinającego ślad defektu o wielkości $8,8 \text{ mm} \times 8,8 \text{ mm}$, położonego na głębokości $0,7 \text{ mm}$.

Wielkość defektu $d = 15 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$

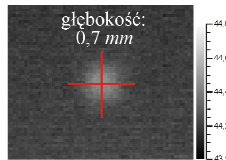


czas stygnięcia 0,67 s

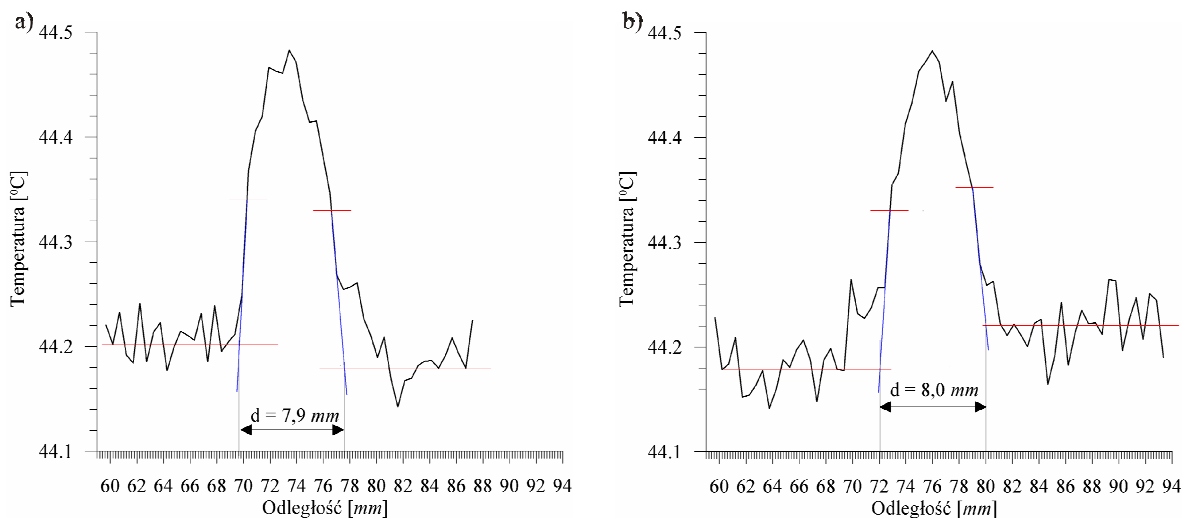


Rys. 11. Profil pochodnej temperatury od czasu wzdłuż odcinka: a) poziomego i b) pionowego, przecinającego ślad defektu o wielkości $15 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$, położonego na głębokości $0,7 \text{ mm}$.

Wielkość defektu $d = 8,8 \text{ mm} \times 8,8 \text{ mm}$

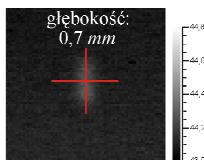


czas stygnięcia 0,97 s

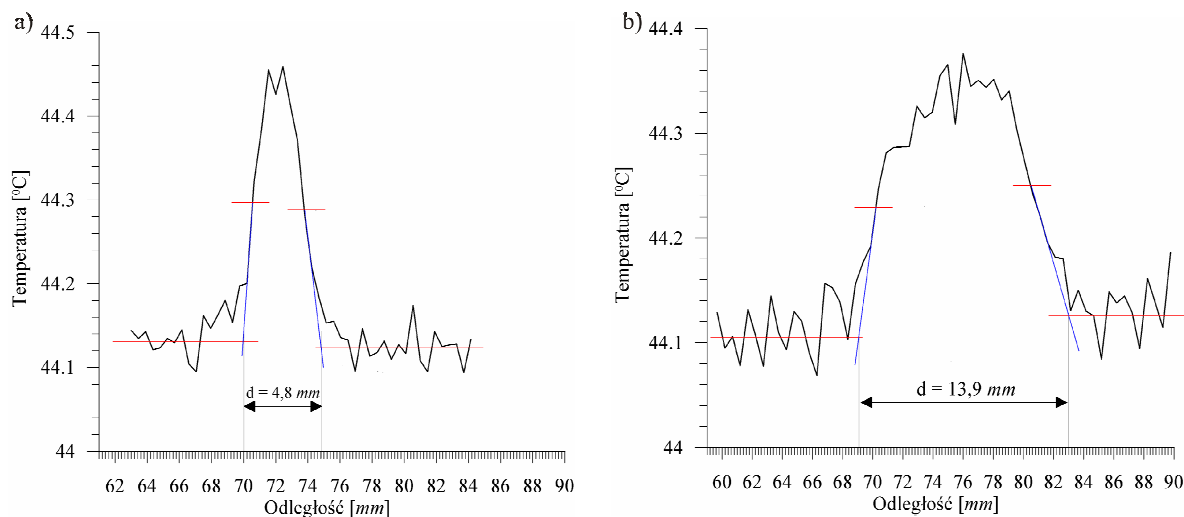


Rys. 12. Profil temperatury wzdłuż odcinka: a) poziomego i b) pionowego, przecinającego ślad defektu o wielkości $8,8 \text{ mm} \times 8,8 \text{ mm}$, położonego na głębokości $0,7 \text{ mm}$.

Wielkość defektu $d = 15 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$



czas stygnięcia 0,67 s



Rys. 13. Profil temperatury wzdłuż odcinka: a) poziomego i b) pionowego, przecinającego ślad defektu o wielkości $15 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$, położonego na głębokości $0,7 \text{ mm}$.

Sposób analizy profili przyjęto taki jak w pracy doktorskiej (paragraf 7.1, str. 87). Do obydwu ramion profilu prowadzono styczne w połowie jego maksymalnej wysokości. Przyjęto, że odległość między punktami przecięcia tych stycznych z prostymi określającymi średnią wartość pochodnej temperatury na powierzchni materiału jednorodnego, wyznacza wielkość defektu (rys.: 10-11). Dla porównania, w ten sam sposób wyznaczono wielkości defektów na podstawie profili temperatury.

Porównanie odtworzonych wielkości defektów na podstawie analizy rozkładu pochodnej temperatury i rozkładu temperatury z rzeczywistymi wielkościami defektów przedstawiono w tabeli 1.

Tabela 1. Porównanie odtworzonej wielkości defektu z wielkością rzeczywistą.

Głębokość defektu [mm]	Wymiary defektu odtworzone na podstawie profilu temperatury [mm x mm]	Wymiary defektu odtworzone na podstawie profilu pochodnej temperatury [mm x mm]	Rzeczywiste wymiary defektu [mm x mm]
0,3	4,2 x 4,1	4,4 x 4,4	4,4 x 4,4
0,6	4,1 x 4,1	4,4 x 4,5	

0,9	4,1 x 4,1	4,5 x 4,4	4,4 x 4,4
1,2	3,9 x 4,1	4,5 x 4,3	
1,3	3,9 x 3,9	4,3 x 4,3	
1,5	3,9 x 3,9	4,3 x 4,3	
0,3	8,2 x 8,2	8,8 x 8,8	8,8 x 8,8
0,5	8,1 x 8,2	8,9 x 8,9	
0,7	8,0 x 7,9	8,9 x 8,8	
1,0	7,9 x 7,9	8,9 x 8,9	
2,0	7,8 x 7,9	9,0 x 9,0	
0,3	7,1 x 2,1	7,5 x 2,5	7,5 x 2,5
0,6	7,0 x 2,1	7,5 x 2,6	
0,9	6,9 x 2,1	7,6 x 2,6	
1,2	6,9 x 2,0	7,45 x 2,6	
1,5	-	-	
0,3	14,0 x 4,8	15,0 x 5,1	15,0 x 5,0
0,5	14,0 x 4,8	15,0 x 5,1	
0,7	13,9 x 4,8	14,7 x 4,7	
1,0	13,9 x 4,8	14,9 x 5,2	
2,0	13,9 x 4,7	14,8 x 4,9	

Analiza profili temperatury pokazała, że oszacowana wartość wielkości defektu jest mniejsza niż rzeczywisty rozmiar defektu. Zaobserwowano, że wraz ze wzrostem głębokości rośnie błąd oszacowania wielkości defektu, za który przyjęto różnicę pomiędzy wynikami oszacowania wielkości defektu a rzeczywistą wartością wielkości zmierzoną śrubą mikrometryczną. Jest to spowodowane tym, że dla defektów leżących w głębszej warstwie badanej płyty, rośnie stosunek szumu do zarejestrowanego sygnału.

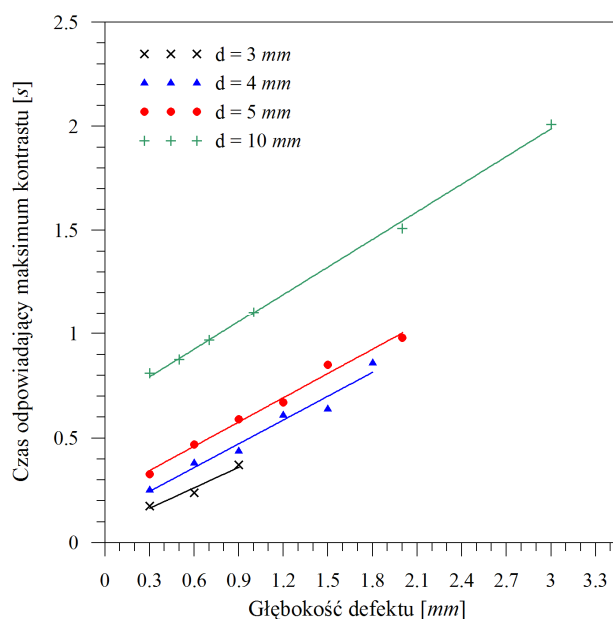
Analiza przedstawionych rozkładów pochodnej temperatury względem czasu na badanej powierzchni pokazała, że rozmiar konturu temperaturowego defektu na powierzchni, odpowiada rzeczywistej wielkości dla czasu stygnięcia, w którym kontrast temperaturowy osiąga maksymalną wartość.

Za błąd oszacowania przyjęto różnicę między oszacowaną wielkością defektu, a jej rzeczywistą wartością zmierzoną śrubą mikrometryczną. Przyjęto, że błąd pomiaru wielkości defektu jest pomijalnie mały w porównaniu z błędem jego szacowania. Według tej procedury maksymalny błąd oszacowania defektów na podstawie analizy profilu temperatury dla defektów o przekroju kwadratowym nie przekraczał 11,5 %, a dla defektów o przekroju prostokątnym 20 %. Maksymalny błąd oszacowania wielkości defektu na podstawie analizy profilu pochodnej temperatury dla defektów o przekroju kwadratowym nie przekraczał 2,5 %, a dla defektów o przekroju prostokątnym 6%.

Pokazano, że zastosowanie rozkładu pochodnej temperatury względem czasu do oszacowania wielkości defektów daje lepsze rezultaty, niż analiza rozkładu temperatury na powierzchni.

Szacowanie głębokości defektów o przekroju kwadratowym i prostokątnym

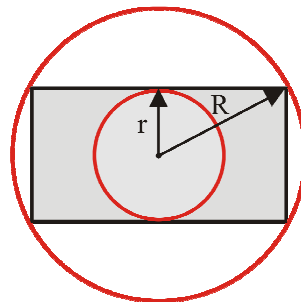
W pracy doktorskiej wyznaczono zależności kalibracyjne dla defektów o przekroju kołowym wykonanych w stali austenitycznej 316L (patrz rozdział 7, paragraf 7.2). Są to zależności czasu stygnięcia odpowiadającego maksimum kontrastu temperaturowego od głębokości defektu o danej średnicy (rys. 14).



Rys. 14. Zależności czasu odpowiadającego maksimum kontrastu temperaturowego od głębokości defektów o różnych średnicach (zależności kalibracyjne).

Pokazano, że mając oszacowaną średnicę defektu można, na podstawie zależności kalibracyjnych dla danego materiału, oszacować głębokość defektu, wyznaczając czas stygnięcia odpowiadający maksimum kontrastu temperaturowego.

Aby oszacować głębokość defektów o przekroju kwadratowym i prostokątnym na podstawie zależności kalibracyjnych otrzymanych dla defektów o przekroju kołowym, wyznaczono pola powierzchni defektów kwadratowych i prostokątnych. Następnie przyporządkowano im odpowiadające pola powierzchni o przekroju kołowym i wyznaczono ich średnice ekwiwalentne. Ten prosty sposób nie przyniósł dobrych rezultatów, gdyż ekwiwalentna średnica odpowiadająca danemu polu powierzchni nie uwzględnia kształtu defektu. Zaproponowano więc procedurę, która pozwoliła na jego uwzględnienie. Polega ona na wykreśleniu okręgu wpisanego i opisanego na danym defekcie, a następnie obliczeniu pól powierzchni wyznaczonych przez te okręgi (rys. 15).



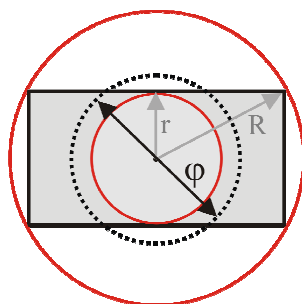
Rys. 15. Schemat sposobu uwzględnienia kształtu defektu.

Obliczono średnią wartość pola powierzchni obydwu kół i pomnożono ją przez iloraz wartości promieni koła wpisanego i opisanego: $\left[\left(\frac{\pi r^2 + \pi R^2}{2} \right) \cdot \frac{r}{R} \right]$.

Wyznaczonemu polu powierzchni przyporządkowano ekwiwalentną średnicę φ :

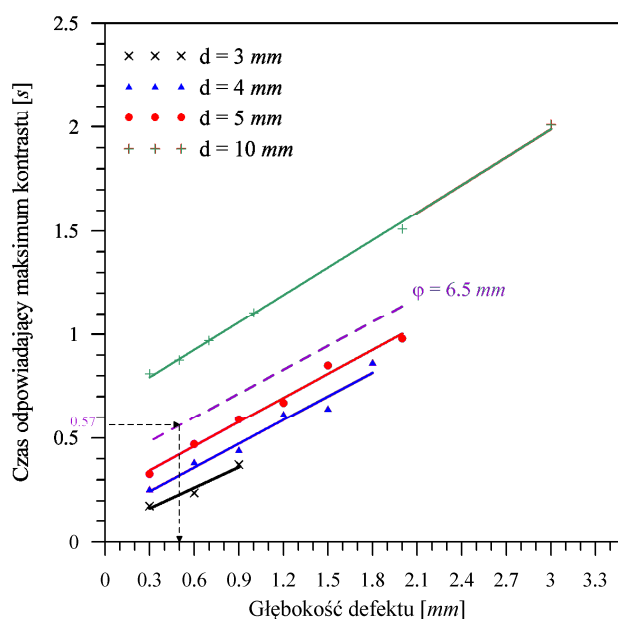
$$\varphi = 2 \sqrt{\frac{\left[\left(\frac{\pi r^2 + \pi R^2}{2} \right) \cdot \frac{r}{R} \right]}{\pi}}$$

Na rysunku 16 przedstawiono w sposób schematyczny uzyskaną ekwiwalentną średnicę dla defektu o przekroju prostokątnym.



Rys. 16. Wyznaczona średnica ekwiwalentna φ dla defektu o przekroju prostokątnym.

Używając przedstawionego sposobu, wyznaczono średnice φ dla wszystkich badanych defektów o przekroju kwadratowym i prostokątnym. Znając wartość φ dla danego defektu oraz czas stygnięcia odpowiadający maksimum kontrastu temperaturowego, można, wykorzystując zależności kalibracyjne wyznaczone dla defektów o różnych średnicach, odtworzyć głębokości defektów o przekroju kwadratowym i prostokątnym. Przykład wyznaczenia głębokości defektu o przekroju prostokątnym ($15\text{ mm} \times 5\text{ mm}$) pokazano na rysunku 17. Wyznaczona wartość φ dla tego defektu wynosi $6,5\text{ mm}$, a czas, w którym kontrast temperaturowy osiąga maksymalną wartość wynosi $0,57\text{ s}$. Widać, że wyznaczona na tej podstawie głębokość defektu to $0,5\text{ mm}$, co odpowiada rzeczywistej głębokości defektu. W ten sposób wyznaczono głębokości wszystkich badanych defektów. Otrzymane wyniki przedstawiono w tabeli 2.



Rys. 17. Sposób wyznaczania głębokości defektu o przekroju prostokątnym na podstawie zależności kalibracyjnych otrzymanych dla defektów o przekroju kołowym.

Tabela 2. Porównanie odtworzonej głębokości defektu z głębokością rzeczywistą.

φ [mm]	Rzeczywiste wymiary defektu [mm x mm]	Głębokość odtworzona [mm]	Głębokość defektu [mm]
4,5	4,4 x 4,4	0,30	0,3
		0,60	0,6
		0,90	0,9
		1,35	1,2
		1,50	1,3
		1,75	1,5
9,0	8,8 x 8,8	0,37	0,3
		0,50	0,5
		0,90	0,7
		1,30	1,0
		2,30	2,0
5,0	7,5 x 2,5	0,25	0,3
		0,47	0,6
		0,80	0,9
		1,39	1,2
		-	1,5
6,5	15,0 x 5,0	0,32	0,3
		0,50	0,5
		0,74	0,7
		1,28	1,0
		2,53	2,0

Tak jak poprzednio, za błąd oszacowania głębokości defektu przyjęto rozbieżność między wynikami oszacowania głębokości defektów, a rzeczywistą głębokością zmierzoną śrubą mikrometryczną. Według tej procedury maksymalny błąd oszacowania głębokości, który otrzymano dla defektów leżących najdalej od badanej powierzchni, nie przekraczał 30 %.

Podsumowanie

Pokazano, że sposób szacowania wielkości i głębokości defektów zaproponowany w rozprawie doktorskiej, może być wykorzystany do analizy defektów o przekroju kwadratowym i prostokątnym. Jednak, aby wykorzystać zależności kalibracyjne otrzymane dla defektów o przekroju kołowym, należy uwzględnić kształt defektu. Taki sposób został zaproponowany w niniejszej pracy.

Pokazano, że zastosowanie rozkładu pochodnej temperatury względem czasu do oszacowania wielkości defektów daje lepsze rezultaty, niż analiza rozkładu temperatury na powierzchni.

Przedstawione wyniki otwierają drogę do budowy modelu numerycznego próbki zawierającej defekty oraz rozwiązanie, metodą elementów skończonych, równania przewodnictwa, dla określonych w doświadczeniu warunków początkowo-brzegowych. Optymalizacja modelu umożliwi przeprowadzenie doświadczeń numerycznych na próbce zawierającej symulowane defekty o innym kształtach, różnych wielkościach oraz o różnej orientacji względem badanej powierzchni.