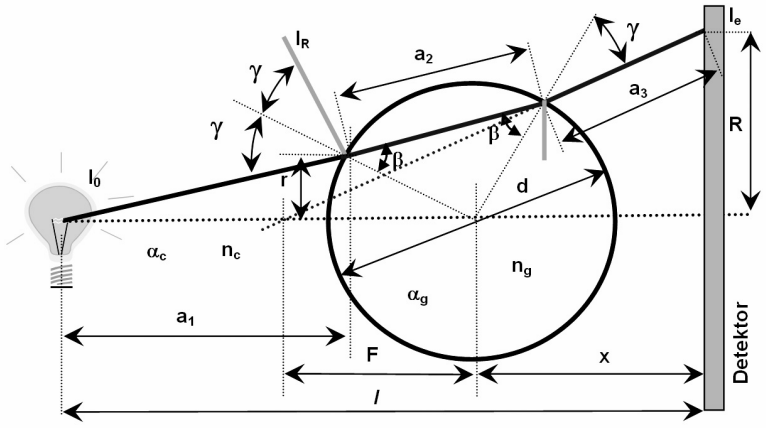
AUTOMATYKA • 2007 • Tom 11 • Zeszyt 3

Mariusz Rząsa*, Krzysztof Grudzień**,
Andrzej Romanowski**, Radosław Wajman**

Optyczny tomograf procesowy składający się z pięciu projekcji

1. Wprowadzenie

Idea tomografii optycznej oparta jest na zjawiskach optycznych zachodzących na granicy faz. Zasada działania polega na prześwietlaniu badanego przekroju wiązką światła, a następnie pomiarze natężenia światła przechodzącego przez przekrój w wybranym kierunku (rys. 1). Światło emitowane ze źródła przechodząc przez przekrój badany ulega częściowej absorpcji zarówno przez gaz jak i ciecz. Ponadto po natrafieniu na pęcherzyk gazu strumień światła ulega na granicy faz odbiciu i rozproszeniu, jest to przyczyną znacznego osłabienia natężenia światła docierającego do detektora.



Rys. 1. Zasada działania tomografu optycznego

* Katedra Techniki Cieplnej i Aparatury Przemysłowej, Politechnika Opolska w Opolu
** Katedra Informatyki Stosowanej, Politechnika Łódzka w Łodzi

W celu opisania zjawisk optycznych zachodzących na granicy faz rozpatrzono układ z pojedynczym pęcherzykiem, który przecina pojedyncza wiązka światła. W celach porównawczych jako kryterium określa się stosunek natężenia promieniowania światła I_e padającego na czujnik do natężenia promieniowania światła emitowanego ze źródła I_0. Rozkład pola natężenia światła zależy od geometrii układu, a pęcherzyk gazu można potraktować jak cienką soczewkę, na której następuje załamanie promienia świetlnego z jednoczesnym odbiciem i częściową absorpcją światła, stosunek natężenia światła wyraża się ogólną zależnością [2] zgodnie ze wzorem (1)

$$\frac{I_e}{I_0} = \delta r \delta b \ \delta a \tag{1}$$

gdzie:

δr – współczynnik utraty natężenia z powodu odbicia światła,
δb – współczynnik utraty natężenia z powodu rozproszenia światła,
δa – współczynnik utraty natężenia z powodu absorpcji światła.

1.1. Odbicie światła

Rozważając geometrię układu przedstawionego na rysunku 1, można zauważyć, że zjawisko odbicia światła zachodzi w dwóch miejscach. Łączna strata na odbicie nie jest sumą obu strat. Strumień po przejściu przez pierwszą powierzchnię jest zmniejszony o odbicie na niej, a następnie pomniejszony o absorpcję, czyli pochłanianie przez sam materiał. Stosując ten sam współczynnik procentowy dla drugiej powierzchni, należy go odnieść do mniejszego strumienia.

Zmniejszenie natężenia wiązki światła w wyniku odbicia określa prawo Snella. Uwzględniając polaryzację światła i zależność zmiany współczynnika odbicia dla polaryzacji prostopadłej i równoległej do płaszczyzny padania promienia światła, wartość natężenia światła przepuszczonego wynosi

$$I_r = I_0 \left(1 - \frac{\rho_\perp + \rho_\parallel}{2} \right) \tag{2}$$

gdzie:

$\rho\perp$ – współczynnik utraty natężenia z powodu odbicia światła,
$\rho||$ – współczynnik utraty natężenia z powodu rozproszenia światła.

Współczynnik załamania światła w niewielkim stopniu zależy od długości fali. W związku z tym w dalszej części pracy wszystkie obliczenia zostaną odniesione do średniej wartości współczynnika załamania światła. Niejednokrotnie dla światła niespolaryzowanego przyjmuje się współczynnik osłabienia wiązki światła równy

$$\delta r = \frac{I_r}{I_0} = 1 - \left(\frac{n_c - n_g}{n_c + n_g} \right)^2 \tag{3}$$

1.2. Rozproszenie światła

Wyniku załamania promienia świetlnego na granicy faz zgodnie z prawem Snella zachodzi następująca zależność

$$\frac{\sin\gamma}{\sin\beta} = \frac{n_g}{n_c} \tag{4}$$

Powoduje to odchylanie się promienia światła od osi układu w wyniku czego pole powierzchni oświetlane tym samym strumieniem światła jest znacznie większe. Natężenie wiązki światła definiuje zależność

$$I_b = \frac{d\phi}{dA} \tag{5}$$

gdzie:
ϕ – strumień światła padający na daną powierzchnię,
A – pole powierzchni.

Zakładając, że pęcherzyk jest kulą, wielkość powierzchni rozproszenia można określić z zależności na soczewkę kulistą. Dla takiej soczewki wszystkie promienie skupiają się w ogniskowej F

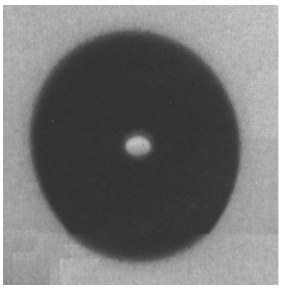
$$\delta b = \frac{I_b}{I_0} = \frac{1}{\pi\ R^2} \tag{6}$$

Zależność (4) jest słuszna, dopóki $\sin\beta$ jest mniejszy od jedynki, a co się z tym wiąże, kąt załamania β jest mniejszy od 90°. Krytyczny kąt padania promienia świetlnego można wyliczyć z zależności geometrycznych

$$\arcsin\gamma = \frac{n_g}{n_c} \tag{7}$$

Dalsze zwiększanie się kąta padania powoduje, że promienie światła zaczynają być skupiane do środka pęcherzyka. Jest to tzw. efekt „wirtualnej soczewki". Tworzenie się wirtualnej soczewki powoduje nierównomierny rozkład natężenia światła w przekroju poprzecznym pęcherzyka. Na rysunku 2 przedstawiono typowy rozkład natężenia światła dla pęcherzyka powietrza. W części środkowej wyraźnie dostrzegalne jest wzmocnienie natężenia światła w stosunku do krawędzi pęcherzyka. Wartość natężenia światła w środku pęcherzyka jest zależna od średnicy pęcherzyka d [3].

Efekt powstawania jasnego punktu w środku pęcherzyka zilustrowano na rysunku 2. Równoległa wiązka światła przechodząca przez sferyczny pęcherzyk w wodzie ulega odkształceniu. Krawędź pęcherzyka odkształca promienie światła równoległego w związku ze swoją krzywizną, co widoczne jest w formie konturu cienia.



Rys. 2. Typowy rozkład natężenia światła dla przekroju poprzecznego pęcherzyka

Część środkowa skupia promienie światła równoległego w układzie optycznym, powodując pojawienie się „jasnego punktu" wewnątrz konturu cienia. Zgodnie z geometrią optyczną, tę część pęcherzyka można traktować jak soczewkę. Obraz pęcherzyka wygląda, jak gdyby promienie światła pochodziły z punktowego źródła światła (nazywa się go „wirtualnym punktem świetlnym") umieszczonym w ogniskowej tej „wirtualnej soczewki". Ogniskowa F tej „wirtualnej soczewki" może zostać obliczona za pomocą wzoru [3]

$$2F_0 = \frac{d\,\dfrac{n_g}{n_c}}{2\left|\dfrac{n_g}{n_c}-1\right|} < l_{\min} \tag{8}$$

gdzie:

d – średnica pęcherzyka,

$l_{\min}$ – minimalna odległość pęcherzyka od detektora.

Wynika stąd, że podczas projektowania tomografu należy tak rozmieścić detektory, aby dla największych pęcherzyków ich odległość od detektora była większa od $l_{\min}$.

1.3. Absorpcja światła

Część promienia świetlnego, który nie został odbity przechodni do detektora. Jednakże na drodze przejścia zachodzi zjawisko pochłaniania promieniowania przez gaz lub ciecz. Zmianę natężenia światła w wyniku pochłania po przejściu przez ośrodek definiuje ogólna zależność

$$-\frac{d\phi_a}{dx} = \alpha_i \phi_0 \tag{9}$$

gdzie:

ϕ_0, ϕ_a – strumień światła przed i po przejściu przez ośrodek,

α_i – współczynnik absorpcji dla danego ośrodka,

x – długość drogi promienia świetlnego w danym ośrodku.

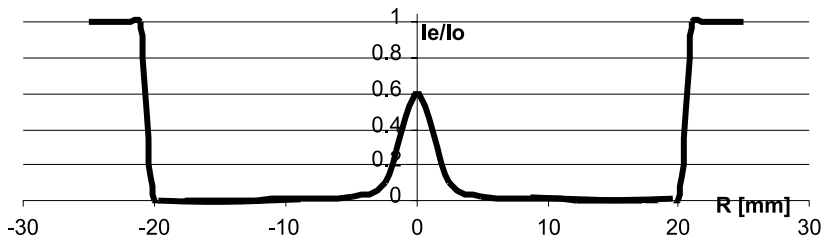
Po uwzględnieniu zależności geometrycznych z równania (1) i scałkowaniu równania (9) otrzymuje się następującą zależność spełniającą prawo Lamberta–Beera na zmianę natężenia promienia światła

$$I_a = I_0 e^{-(\alpha_c(a_1+a_3)+\alpha_g a_2)} \tag{10}$$

W przypadku braku pęcherzyka na drodze promienia świetlnego promień świetlny nie ulega załamaniu, a tym samym długość drogi, jaką przebędzie promień, jest równa l. Współczynnik utraty natężenia światła w wyniku absorpcji promieniowania wyraża zależność

$$\delta a = \frac{I_0 e^{-(\alpha_c(a_1+a_3)+\alpha_g a_2)}}{I_0 e^{-\alpha_c l}} = e^{\alpha_c l-(\alpha_c(a_1+a_3)+\alpha_g a_2)} \tag{11}$$

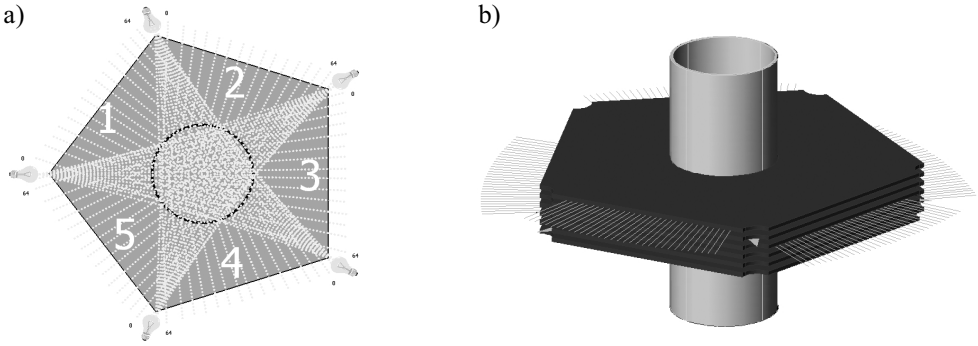
Na rysunku 3 przedstawiono rozkład natężenia światła dla układu z rysunku 1. Założono źródło światła monochromatyczne, o długości fali równej 600 nm. Przyjęto, że pęcherzyk jest kulą o średnicy d = 20 mm i znajduje się w połowie odległości pomiędzy źródłem światła a detektorem równej l = 200 mm. Dla tego pęcherzyka ogniskowa soczewki kulistej wynosi F = 12,7948 mm. Ciecz znajdującą się w przestrzeni pomiarowej stanowi woda o współczynniku załamania światła n_c = 1,33288 i współczynniku absorpcji α_c= 0,001 cm^{-1}. Gaz z kolei stanowi powietrze o współczynniku załamania światła n_g = 1,000293 i współczynniku absorpcji α_c = 0,5 cm^{-1}. Rozkład natężenia światła docierającego do detektora jest niejednorodny. Dla pęcherzy nieposiadających kształtu kulistego niejednorodności są jeszcze większe. Powoduje to, że zastosowanie tomografów działających na zasadzie pomiaru rozkładu natężenia światła jest wielce kłopotliwe ze względu na niewielkie różnice współczynników pochłaniania dla wody i powietrza. Zatem zastosowanie tomografu działającego na zasadzie pomiaru absorpcji światła technicznie jest trudne do zrealizowania [7]. Z kolei uzasadnione jest zastosowanie tomografów, których działanie opiera się na zasadzie detekcji zmiany natężenia światła. Tego typu podejście znacznie upraszcza dalszy tok obliczeń podczas rekonstrukcji obrazu i nie wymaga złożonej kalibracji tomografu.



Rys. 3. Rozkład natężenia światła docierającego do detektora po natrafieniu na pęcherzyk powietrza

2. Czujnik pomiarowy

Prześwietlanie rozproszoną wiązką światła jest znacznie łatwiejsze do realizacji technicznej, jednakże komplikuje to algorytm rekonstrukcji. Polega ono na emitowaniu wiązki z jednego punktowego źródła światła a następnie dokonywaniu detekcji w promieniu pola rozproszenia wiązki (rys. 4a).



Rys. 4. Czujnik tomografu optycznego: a) idea tomografu optycznego; b) budowa czujnika
1–5 – źródła światła

Prototypowy tomograf został wykonany na bazie rurociągu o średnicy 76 mm, wokół którego umieszczono pięć źródeł światła. Źródło światła stanowi żarówka o mocy 55 W. Żarówki umieszczono w pięciu płaszczyznach względem osi rurociągu (rys. 4b), co umożliwia wyznaczenie prędkości poruszających się obiektów. Odległość pomiędzy kolejnymi warstwami wynosi 7 mm. Jako detektory wiązki światła zastosowano matrycę 64 fototranzystorów dla każdej z pięciu projekcji.

3. Algorytm rekonstrukcji

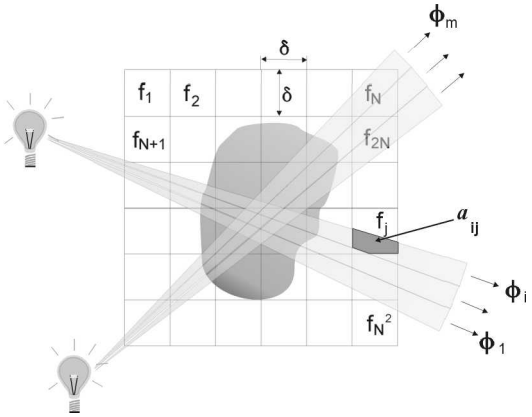
Ze względu na liniowy charakter wiązki prześwietlającej obiekt badany, bardzo efektywny jest algorytm oparty na metodzie matrycowej, którego to podstawą rekonstrukcji jest matryca wartości reprezentujących stan obiektu rejestrowany przez odpowiednie czujniki pomiarowe. Wartości elementów funkcji w odpowiednich węzłach siatki wyznaczane są na podstawie danych pochodzących z prześwietlenia obiektu strumieniami przechodzącymi pod różnymi kątami [5] (rys. 5).

Na potrzeby rekonstrukcji z tomografu dyskretnego polegający na tym, że dane pomiarowe posiadają wartości 0 lub 1, wprowadzono pewną modyfikację metody matrycowej. Polega ona na bezpośrednim wyliczeniu wartości funkcji obrazu bez potrzeby rozwiązywania układu równań. Równanie macierzowe przyjmuje postać

$$F[n] = W[n,m] \times \Phi[m] \tag{12}$$

gdzie:

n – liczba pól funkcji obrazu,
m – liczba czujników pomiarowych.



Rys. 5. Matryca rekonstrukcji

Natomiast m wynosi

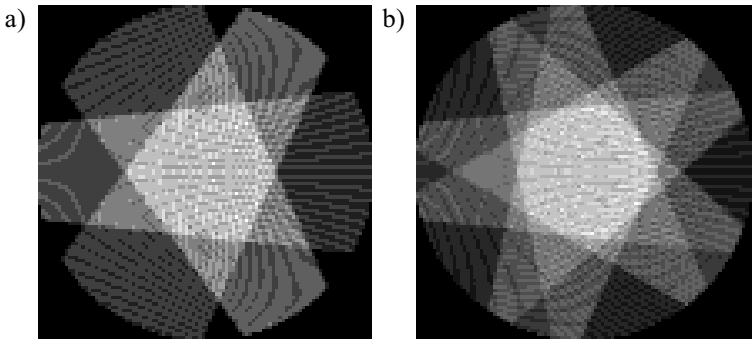
$$m = N_d \cdot N_c \tag{13}$$

gdzie:

N_d – liczba detektorów,
N_c – liczba czujników pomiarowych w detektorze.

Macierz czułości W dla tego typu tomografu może zostać wyznaczona na kilka sposobów. W artykule [6] opisane zostały metody wyznaczania macierzy czułości wykorzystane w opisywanym systemie pomiarowym.

Na jakość rekonstrukcji poza odpowiednio dobraną mapą czułości ma wpływ liczba projekcji. Przykładowo dla trzech i pięciu projekcji obrazy map czułości zostały przedstawione na rysunku 6. Dla trzech projekcji dostrzegalne są wyraźne miejsca braku czułości w przestrzeni pomiarowej. Optymalnym rozwiązaniem jest układ z pięcioma źródłami światła zapewniający pięć projekcji. Dalsze zwiększanie liczby źródeł światła nie poprawia znacząco jakości rekonstrukcji, a jedynie wydłuży czas obliczeń.

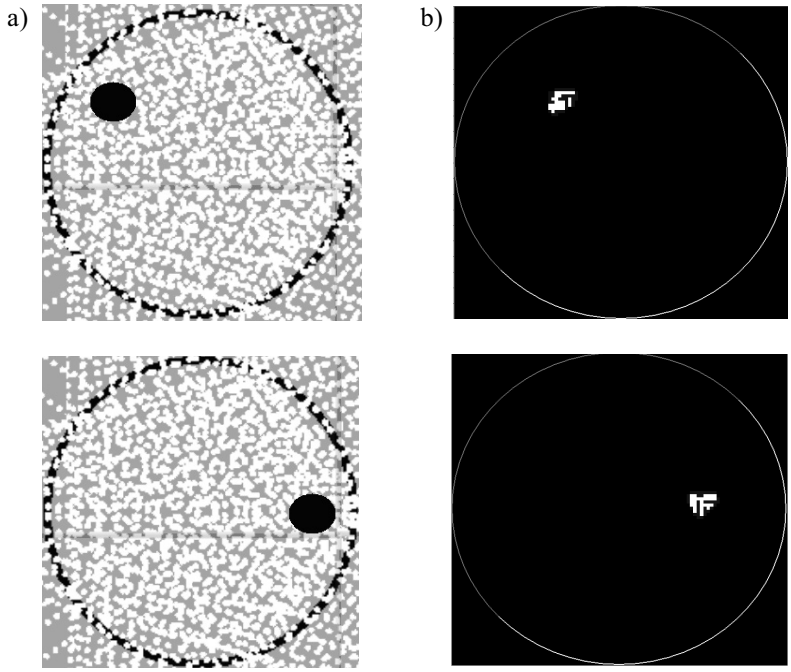


Rys. 6. Obrazy map czułości dla: a) trzech projekcji; b) pięciu projekcji

4. Wyniki badań testowych

Przeprowadzono szereg badań testowych mających umożliwić zakres zastosowania opracowanej metody pomiarowego do pomiaru małych obiektów, jakimi są pęcherzyki powietrza poruszające się w przepływie dwufazowym. Testy przeprowadzono na pręcie o średnicy 10 mm, który był włożony w różne miejsca przekroju pomiarowego.

Na rysunku 7 przedstawiono wyniki rekonstrukcji.

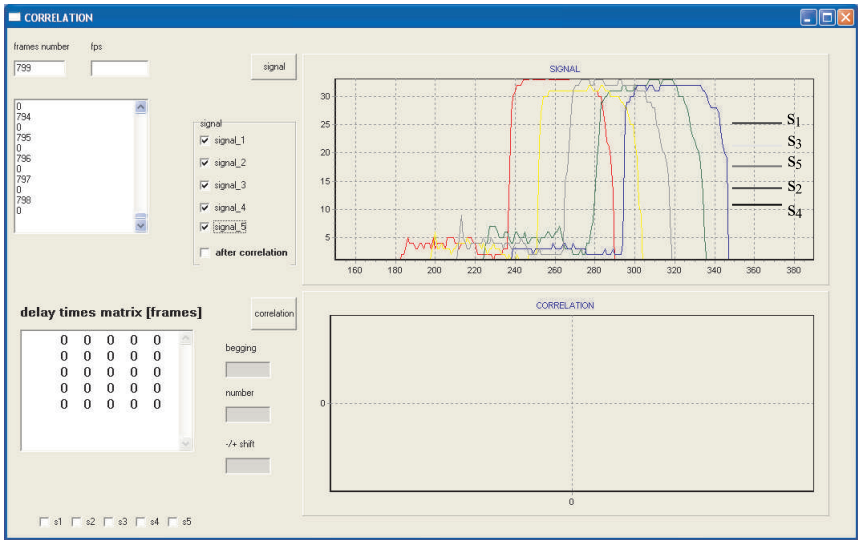


Rys. 7. Przykładowe wyniki rekonstrukcji: a) rozkład zadany; b) obraz po zrekonstruowaniu

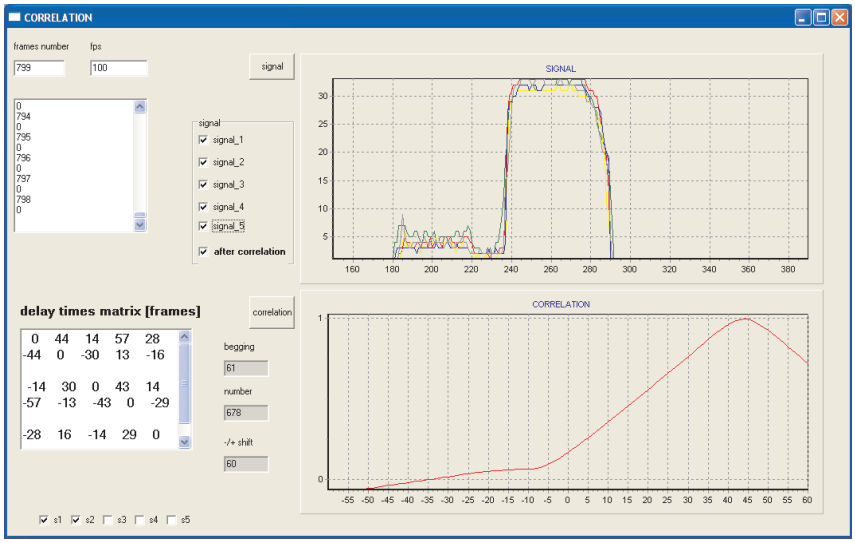
5. Przesunięcie czasowe sygnałów

Zbudowany tomograf optyczny opiera się na pomiarach dokonanych z pięciu płaszczyzn oddalonych względem siebie o 7 mm. W przypadku zobrazowania wnętrza czujnika pomiarowego, w którym znajduje się fantom wypełniający obszar pomiarowy dla każdej z płaszczyzn w ten sam sposób (przypadek pręta przecinającego wszystkie pięć płaszczyzn tomografu) nie powoduje problemu dla systemu rekonstrukcji obrazu związanego z pomiarami zebranymi z pięciu oddalonych od siebie płaszczyzn detektorów. Zastosowanie tego rodzaju czujnika do badań nad przepływem wielofazowym wymaga już jednak przesunięcia czasowego pomiarów z wszystkich płaszczyzn w sposób, który umożliwi dalszą rekonstrukcję obrazu dla całej palety płaszczyzn pomiarowych. W celu dokonania przesunięcia sygnałów pomiarowych wykorzystana została metoda oparta na funkcji korelacji [1]. Znalezienie opóźnienia sygnału między poszczególnymi płaszczyznami pomiarowymi po-

zwala na jego przeniesienie w skali czasu. Na rysunkach 8 i 9 znajduje się zrzut ekranu bloku systemu pomiarowego pozwalający śledzić przesunięcie sygnałów z poszczególnych płaszczyzn pomiarowych.

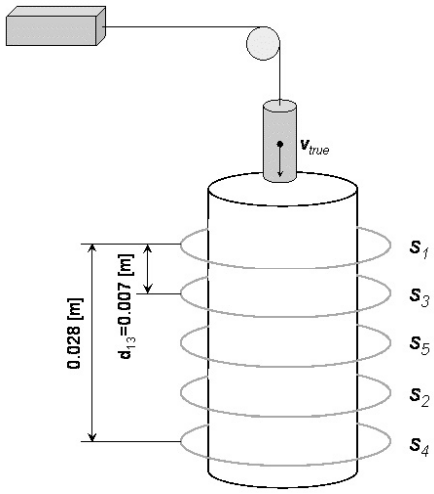


Rys. 8. Główne okno aplikacji z uwidocznionymi sygnałami pochodzącymi z pięciu czujników. Poszczególne kolory wskazują na pochodzenie sygnału z osobnych płaszczyzn



Rys. 9. Przykład zastosowania technik korelacyjnych. W głównym oknie aplikacji widoczne pięć sygnałów po wstępnym przesunięciu czasowym

Zaprezentowane wyniki dotyczą eksperymentu, w którym obiekt, poruszający się ze stałą prędkością v = 0,05 m/s, przesuwał się w obrębie czujnika pomiarowego (rys. 10). Zsynchronizowanie w czasie wszystkich sygnałów pozwala na pełną rekonstrukcję obrazu.



Rys. 10. Schematyczny rysunek pięciopłaszczyznowego systemu tomografii optycznej (część dolna). W górnej części przedstawiono przebieg eksperymentu dla regulacji synchronizacji sygnałów

Znajomość odległości pomiędzy wszystkimi kombinacjami płaszczyzn pomiarowych umożliwia również wyznaczenie prędkości przepływu. Omawiana w tym punkcie aplikacja generuje również macierz opóźnień (14) pomiędzy sygnałami z pięciu płaszczyzn czujnika pomiarowego.

$$t^{shift} = \begin{bmatrix} 0 & t_{1,2}^{shift} & t_{1,3}^{shift} & t_{1,4}^{shift} & t_{1,5}^{shift} \\ t_{2,1}^{shift} & 0 & t_{2,3}^{shift} & t_{2,4}^{shift} & t_{2,5}^{shift} \\ t_{3,1}^{shift} & t_{3,2}^{shift} & 0 & t_{3,4}^{shift} & t_{3,5}^{shift} \\ t_{4,1}^{shift} & t_{4,2}^{shift} & t_{4,3}^{shift} & 0 & t_{4,5}^{shift} \\ t_{5,1}^{shift} & t_{5,2}^{shift} & t_{5,3}^{shift} & t_{5,4}^{shift} & 0 \end{bmatrix} \tag{14}$$

Jej analiza pozwala na wyznaczenie prędkości przepływu dla faz przepływających w obu kierunkach (znak minus przed wartością oznacza ruch fazy w przeciwnym kierunku do głównego kierunku przepływu). W przedstawionym przykładzie estymowana prędkość

dla odległości między czujnikami brzegowymi d = 28 mm (czujnik 1 oraz 4) oraz szybkości pomiarowej fps równej 100 ramek/s, wynosi

$$t_{14}^{shift} = 57\,frames \rightarrow V_{14} = \frac{d_{14}}{t_{14}^{shift} * 1/\mathrm{fps}}\,[\mathrm{m/s}] = 0{,}491\ \mathrm{m/s} \tag{15}$$

6. Podsumowanie

W pracy przedstawiono rozwiązanie oparte na tomografie optycznym prześwietlającym obiekt, znajdujący się w badanej przestrzeni, z pięciu stron. Czujniki pomiarowe dokonują jedynie detekcji promieniowania świetlnego, przesyłając do systemu rekonstrukcji obrazu tylko wartości dyskretne. Tego typu rozwiązanie znacznie upraszcza system pomiarowy, jednak powoduje utratę pewnych informacji nt. badanego obiektu. W celu otrzymania poprawnego obrazu konieczne jest dostosowanie odpowiedniej mapy czułości oraz algorytmu rekonstrukcji. Przedstawione wyniki badań testowych są zadowalające, aczkolwiek obserwuje się znaczną deformację kształtu obiektu mierzonego. Należy oczekiwać, że tę niedogodność można skorygować poprzez zastosowanie iteracyjnych metod rekonstrukcji, przy obrazie bazowym otrzymanym w wyniku zastosowania opisanej metody. Dodatkowo ten rodzaj czujnika umożliwia pomiar prędkości przepływu i obserwowania jej zmian w trakcie przemieszczania się strumienia przepływu w obszarze pomiarowym.

Praca naukowa finansowana ze środków budżetowych na naukę w latach 2005/2006 jako projekt badawczy 3 T10C 014 28.

Literatura

[1] Beck M.S., Pląskowski A.: *Cross correlation flowmeters – their design and application*. Adam Hilger, Bristol, UK, 1987, ISBN 0-85274-532-X

[2] Dugdale P., Green R.G., Hartley A.J., Jackson R.G., Landauro J.: *Characterisation of Single Bubbles by an Optical Tomographic System*. Conference of Workshop on Proces Tomography, Karlsruhe 1993

[3] Dugdale P., Green R.G., Hartley A.J., Jackson R.G., Landauro J.: *Optical sensors for process tomography*. [w:] Tomographic techniques for process design and operation, M.S.Beck *et al.*, Computational Mechanics Publications 1993

[4] Hebden J.C., Gibson A., Yusof R.M., Everdell N., Hillman E.M.C., Delpy D.T., Arridge S.R., Austin, T., Meek, J.H., Wyatt, J.S.: *Three-dimensional optical tomography of the premature infant brain*. Phys. Med. Biol., 47, 2002, 4155–4166

[5] Mewes D., Renz R.: *Meβ- und Rekonstruktionsmethoden für tomografische Messungen.* Chem. Ing. Tech., vol. 63, No. 7/1991

[6] Przywarski R., Grudzień K., Romanowski A., Rząsa M.R., Wajman R.: *Porównanie klasycznych metod budowania map czułości dla tomografii optycznej.* Seminarium analizy i przetwarzania sygnałów w systemach wizji i sterowania, Słok k. Bełchatowa 2007

[7] Rząsa M.R.: *The Optical Tomograph for Tests of Dust Concentration Distribution.* 2nd International Symposium on Process Tomography in Poland, Wroclaw, 2002