

Sławomir ZATOR

POLITECHNIKA OPOLSKA, WYDZIAŁ ELEKTROTECHNIKI, AUTOMATYKI I INFORMATYKI,
INSTYTUT ELEKTROWNI I SYSTEMÓW POMIAROWYCH

Wykorzystanie anemometrii laserowej w pomiarze strumienia płynu

Dr inż. Sławomir ZATOR

Adiunkt na Wydziale Elektrotechniki, Automatyki i Informatyki Politechniki Opolskiej. Autor ponad 30 i współautor ponad 50 publikacji w czasopiśmie, materiałach krajowych i międzynarodowych konferencji, w tym dwóch książek. Członek Komisji Metrologii i Komisji Elektroniki oddziałów katowickich PAN. Działalność naukowa obejmuje m.in. miernictwo przemysłowe, w tym pomiary przepływów cieczy z wykorzystaniem anemometrii laserowej.



e-mail: zator@po.opole.pl

Streszczenie

W artykule przedstawiono podstawy anemometrii laserowej. Podano możliwości i ograniczenia różnych konstrukcji układów optycznych. Artykuł zwraca uwagę na specyfikę analizatorów widma stosowanych w anemometrii. Podano możliwość do uzyskania niepewność pomiaru prędkości cieczy i gazów w kanałach zamkniętych.

Słowa kluczowe: pomiar strumienia, laserowa anemometria.

The utilization of LDA in flow measurement

Abstract

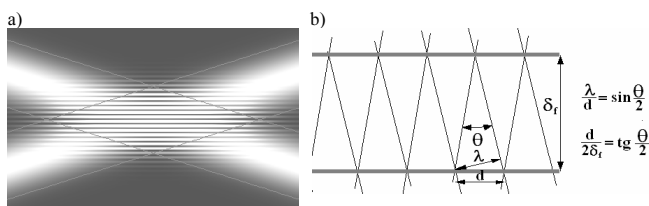
The paper presented of basics of laser Doppler anemometry. They are describes possibility and limits various constructions of optical systems. Article is to pay attention to specify of spectrum analyzers used in anemometry. They are given uncertainty of velocity measurement of liquid and gases in closed conduct possibly to achieve.

Keywords: flow measurement, laser Doppler anemometry.

1. Podstawy teoretyczne

Anemometry laserowe wykorzystują efekt Dopplera w zakresie światła widzialnego lub podczerwieni. Zjawisko to opisał jako pierwszy austriacki matematyk Christian Doppler w 1842 oraz niezależnie 6 lat później Armand Hippolyte Fizeau, stąd też niekiedy nazywane jest ono zjawiskiem Dopplera-Fizeau.

Zasadę pomiaru prędkości anemometrem można opisać korzystając z dwóch teorii: korpuskularno-falowej oraz falowej teorii światła. Wyjaśniając zasadę działania anemometrów laserowych częściej korzysta się z tzw. modelu różnicowego, nazywanego też prążkowym (ang. *fringe mode*), który zaproponował i opisał jako pierwszy Rudd [6]. Podał on także ideę nowego układu optycznego, stosowanego do dnia dzisiejszego. Zgodnie z nią korzystając z tego, że w obszarze przecinania się dwóch spójnych promieni występuje interferencja, tak jak to pokazuje rysunek 1, można rejestrować przechodzące przez nie cząstki.



Rys. 1. Prążki interferencyjne na przecięciu dwóch wiązek światła koherentnego (a), odległość między prążkami (b)

Fig. 1. The interference fringe on intersection of two the beams of the coherent light (a), distance between fringes (b)

Gdy przecięcie występuje w obszarze, gdzie front fal jest płaski, to występują w nim płaskie prążki interferencyjne. Odległości

między prążkami δ_f są wtedy stałe i zależą tylko od długości fali λ oraz kąta pomiędzy wiązkami θ , a częstotliwość Dopplera f_D , jako liniową funkcję prędkości v_x , obliczyć można z równania 1.

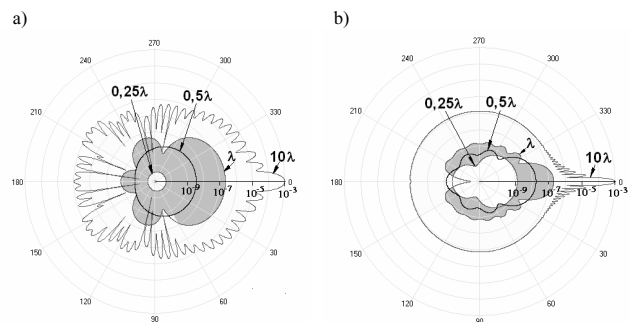
$$f_D = \frac{2}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot v_x \quad (1)$$

Częstotliwość przesunięcia Dopplera jest o 8÷11 rzędów mniejsza od częstotliwości światła i jest mierzona jako fluktuacje natężenia światła odbijanego od cząstek posiewu.

Sygnal docierający do fotodetektora zawiera również składnik stały (tzw. piedestał), będący wynikiem uśredniania pulsacji światła o częstotliwość rzędu 10^{14} Hz. Środowiska naukowe związane z elektrotechniką, określają w publikacjach zjawisko występujące na powierzchni fotodetektora jako heterodynowanie optyczne, natomiast fizycy chętniej używają pojęcia interferencji.

2. Położenie fotodetektora

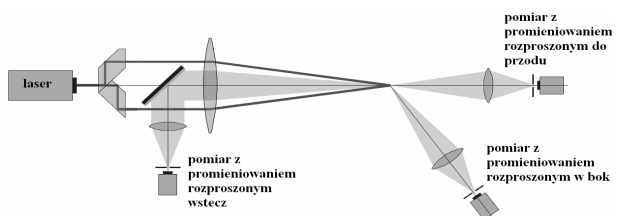
Wartość natężenia promieniowania zależy od kierunku obserwacji oraz od stosunku średnicy cząstki do długości fali, co opisują teorie Rayleigh'a i Lorenza-Mie. Przykładowe obliczone diagramy rozpraszania w światła, w biegunowym logarytmicznym układzie współrzędnych, dla czterech wielkości cząstek odniesionych do długości fali światła lasera He-Ne przedstawia rysunek 2.



Rys. 2. Rozproszenie w świetle spolaryzowanym obliczone na podstawie teorii Lorenza-Mie dla różnej wielkości cząstek kulistych wody w powietrzu (a) i cząstek metalu w wodzie (b)

Fig. 2. Calculated dispersion on polarized light basis on Lorenz-Mie theory for different size the spherical particles of water in air (a) and particles of metal in water (b)

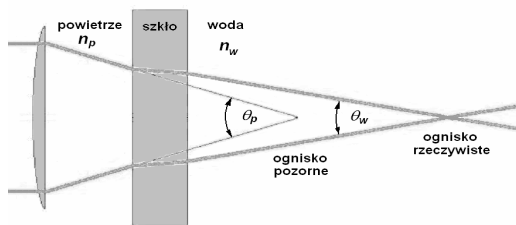
Zwraca uwagę szybki spadek natężenia światła rozproszonego wraz ze spadkiem średnicy cząstek. Ze względu na poziom sygnału najbardziej korzystny jest układ, w którym oś optyczna układu odbiorczego znajduje się na przedłużeniu osi optycznej układu soczewek formujących krzyżujące się wiązki (rys. 3). Pomiar w świetle przechodzącym jest możliwy już w przypadku układów LDA (ang. *Laser Doppler Anemometer*) wyposażonych w lasery o małej mocy, od 5 mW, oraz fotodetektor w postaci fotodiody lawinowej. Takie rozwiązanie pozwala znacząco obniżyć koszt LDA.



Rys. 3. Różne pozycje detektora promieniowania rozproszonego
Fig. 3. The different positions of detector of dissipated radiation

W pierwszych anemometrach fotodetektor znajdował się z boku głównej osi optycznej (ang. *axis-off scattering*) obecnie również stosowany, ze względu na to, że można w nich zmniejszyć objętość przestrzeni pomiarowej.

Warto zwrócić uwagę na pewne aspekty związane z optyką LDA podczas pomiarów w ośrodkach innych niż powietrze. Dla określenia pozycji przestrzeni pomiarowej należy uwzględnić załamanie wiązek lasera, przy przejściu z jednego ośrodka do drugiego, co pokazano na rysunku 4. W anemometrze długość fali w powietrzu λ_p oraz w wodzie λ_w , i kąty pomiędzy wiązkami θ_p i θ_w są stałe w trakcie pomiaru, a w szczególności zachowany jest stały stosunek długości fali do sinusa kąta przecięcia wiązek, co jest konsekwencją prawa Snelliusa, a wyraża go równanie (2).



Rys. 4. Zmiana kąta przecięcia wiązek lasera przy przechodzeniu przez różne ośrodki
Fig. 4. Change of cross section angle of laser beams by crossing through different medium

$$v_x = \frac{\lambda_p}{2 \sin\left(\frac{\theta_p}{2}\right)} \cdot f_D = \frac{\lambda_w}{2 \sin\left(\frac{\theta_w}{2}\right)} \cdot f_D \quad (2)$$

3. Analizatory sygnałów dopplerowskich

Sprawą kluczową dla anemometru laserowego są możliwości układu przetwarzania sygnału (określane też mianem analizatora) do estymacji częstotliwości dopplerowskiej na podstawie jak najmniejszej liczby okresów sygnału mierzonego.

Otrzymanie informacji o częstotliwości Dopplera jest możliwe w dziedzinie czasu lub częstotliwości. Analizatory typu COUNTER określają częstotliwość na podstawie pomiaru odstępów czasu, kolejnych przejść przez zero pozbawionego składowej stałej sygnału dopplerowskiego. Analizatory typu TRACER wykorzystują pętlę sprzężenia fazowego PLL do pomiaru częstotliwości. Najnowsze analizatory typu BSA (ang. *Burst Spectrum Analyser*), pozwalają wykonywać pomiary przy małej koncentracji posiewu, na podstawie pojedynczych rozbłysków. Stosują one analizę częstotliwościową i korelacyjną do określenia średniej częstotliwości pojedynczych rozbłysków. Potrafią estymować częstotliwość już na podstawie kilku okresów, a niepewność tej estymacji maleje wraz z ilością okresów. Jednak nie mniej istotne są doświadczenie i umiejętności personelu obsługującego anemometr, gdyż to on ostatecznie decyduje o ostatecznej niepewności pomiaru prędkości, przez dobór nastaw wstępnego wzmocnienia sygnału, szerokości pasma filtru oraz zastosowanej procedury w analizatorze widma.

Ze względu na dużą częstotliwość sygnału Dopplera rzędu 20÷70 MHz do pomiaru częstotliwości w trybie on-line stosuje się sprzętowe analizatory widma, stosujące metody zaczerpnięte z technik radiowych, takich jak emisja jednowstęgowa. Pozwalają one zmniejszyć np. częstotliwość próbkowania z 200 MHz do 20 MHz, przy zachowaniu tej samej rozdzielczości. Dla uzyskania wysokiej rozdzielczości metod częstotliwościowych normalnie wymagana jest duża liczba próbek. Dla 8192 próbek uzyskiwana rozdzielczość to 0,012% częstotliwości próbkowania, a przy częstotliwości sygnału 10-cio krotnie mniejszej uzyskuje się niepewność graniczną dyskretyzacji 0,12%. Taką samą rozdzielczość można uzyskać rejestrując tylko np. 128 próbek i stosując algo-

rytm 5-cio krotnego ponownego próbkowania zarejestrowanego sygnału [8], korzystając z właściwości sygnału Dopplera.

Obie metody, oparta na analizie widma i korelacyjna, dają poprawne wyniki, jednak dla niższych poziomów sygnału lepsze algorytmy opracowano na razie dla metody korelacyjnej [2, 4].

Poprawne wyznaczenie częstotliwości pojedynczego rozbłysku to jednak nie wszystko. Przy dużej koncentracji znaczników sygnał jest niemal ciągły, jednak mogą występować okresy przerwy sygnału. Przy małej koncentracji posiewu sygnał z fotodetektora składa się z pojedynczych rozbłysków, pomiędzy którymi występują dłuższe lub krótsze przerwy. Niezależnie od sposobu określenia częstotliwości w każdym w odcinków czasu, procedura uśredniania częstotliwości musi uwzględniać czas trwania t_i każdego z N rozbłysków, w postaci wagi δ_i , w równaniu (3).

$$f_{sr} = \sum_{i=0}^N \delta_i f_i \quad (3)$$

$$\delta_i = \frac{t_i}{\sum_{j=0}^N t_j} \quad (4)$$

W przypadku, gdy występuje statystyczna niezależność kolejnych próbek, współczynniki wagowe są jednakowe przy wszystkich próbkach i są równe odwrotności liczby pomiarów N . Statystyczna niezależność próbek jest spełniona także wtedy, gdy czas pomiędzy rozbłyskami jest przynajmniej dwukrotnie większy od czasu pierwszego przejścia przez zero funkcji autokorelacji ITS (ang. *integral time scale*) przy dostatecznie dużej liczbie rozbłysków w sygnale dopplerowskim [1]. Ten sam efekt można uzyskać wprowadzając czas martwy równy dwukrotnej całkowitej skali czasu ITS, pomija się jednak część próbek, co prowadzi do błędów estymacji, gdy sygnał jest niestacjonarny.

4. Niepewność statystycznego uśredniania prędkości

Pomiar prędkości jest ciągiem próbek pobieranych w czasie i wówczas można zastosować podejście takie jak przy szacowaniu niepewności typu A. Składowa x odchylenia standardowego u_{v_x} pomiaru pojedynczej prędkości v_{xi} , odpowiadająca składowej x wartości skutecznej fluktuacji prędkości RMS (ang. *Root Mean Square*), dla prędkości średniej \bar{v}_x będzie wówczas równa niepewności pomiaru prędkości chwilowej, zgodnie z równaniem (5).

$$\sigma_{v_x} = RMS_x = u_{v_x} = \sqrt{\sum_{i=0}^N \delta_i (v_{xi} - \bar{v}_x)^2} \quad (5)$$

W mechanice płynów, dla przepływów turbulentnych występuje pojęcie turbulencji T_u , będące stosunkiem odchylenia standardowego prędkości do prędkości średniej, która odpowiada standardowej niepewności względnej prędkości chwilowej (6).

$$T_u = \frac{\sigma_v}{\bar{v}} = \frac{RMS}{\bar{v}} \quad (6)$$

W anemometrze mierzona jest wartość średnia prędkości tylko w jednym kierunku, której niepewność rozszerzoną (wartość bezwzględna) obliczyć można na podstawie zależności (7).

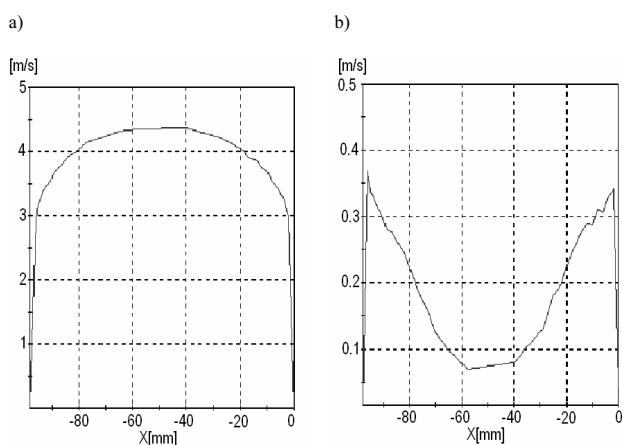
$$U_{\bar{v}_x} = \frac{2\sigma_{v_x}}{\sqrt{N}} \quad (7)$$

Podobnie wartość względną niepewności pomiaru prędkości średniej można wyznaczyć z zależności (8).

$$W_{v_x} = \frac{2\sigma_{v_x}}{\bar{v}_x \sqrt{N}} < \frac{2T_u}{\sqrt{N}} \quad (8)$$

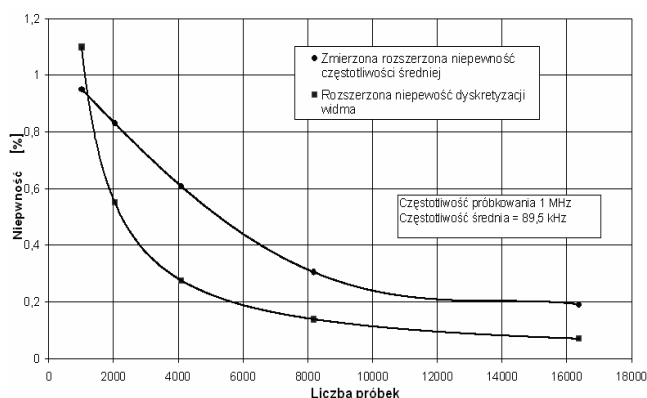
Należy zwrócić uwagę na fakt, że w przepływie turbulentnym wariancje wszystkich składowych wektora prędkości są niezerowe w związku, z czym względne odchylenie standardowe mierzonej składowej wektora prędkości będzie zawsze mniejsze od skali turbulencji T_u .

Podczas pojedynczego pomiaru procesor sygnałowy zlicza od kilku do kilkudziesięciu tysięcy częstotliwości rozbłysków w związku, z czym niepewność rozszerzona prędkości średniej może osiągać bardzo małe wartości. Nawet dla dużej turbulencji rzędu $T_u=10\%$, przy 10 tys. zmierzonych rozbłysków, rozszerzona niepewność względna nie przekroczy 0,2%. Przykładowy profil prędkości przepływu turbulentnego oraz fluktuacji prędkości RMS przedstawia rysunek 5.



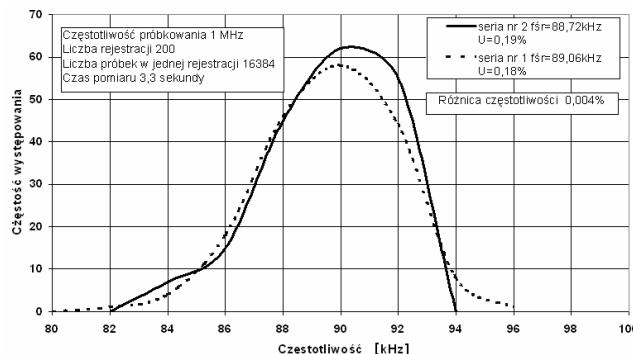
Rys. 5. Profil (a) oraz fluktuacje prędkości (b) w kanale o przekroju kołowym
Fig. 5. The profile (a) or the fluctuations of velocity (b) in circular channel

Dla oszacowania niepewności związanej z turbulencją przeprowadzono pomiary (rys. 6) i obliczono niepewność pomiaru częstotliwości także związaną z dyskretyzacją widma. Powyżej 12000 liczby próbek, dalsze zwiększanie nie przynosi istotnego zmniejszenia niepewności rozszerzonej (typu A) pomiaru średniej częstotliwości.



Rys. 6. Zmierzona niepewność pomiaru częstotliwości średniej z N próbek oraz niepewność związana z dyskretyzacją widma układu pomiarowego
Fig. 6. Measured uncertainty of frequency averaged from N of samples or the uncertainty related to discretisations of spectrum of measuring system

Określano również rozkłady częstości częstotliwości Dopplera (rys. 7). Przykładowo dla dwóch serii wartości średnie częstotliwości różnią się zaledwie o 0,07%, a przy średniej turbulencji prędkości 2,5% niepewności pomiaru prędkości wynoszą mniej niż 0,2%.



Rys. 7. Przykładowy zmierzony rozkład częstości występowania częstotliwości dla dwóch serii pomiarów

Fig. 7. Measured frequency distribution of frequency for two series of measurements

Oszacowanie strumienia na podstawie pomiaru prędkości w jednym, czy nawet wielu punktach może jednak prowadzić do znacznych błędów, zwłaszcza profili zniekształconych [3]. W zależności od wielkości asymetrii profilu, błędy pomiarów mogą osiągnąć wartości nawet 10%. Z drugiej strony kształtując profil prędkości i wybierając odpowiedni punkt pomiaru można uzyskać niepewność mniejszą niż 0,25% [7] a nawet 0,08% [5].

5. Podsumowanie

Laserowa anemometria dopplerowska wykazuje wiele cennych cech metrologicznych. Najważniejszą z nich jest bezkontaktowy i nieinwazyjny sposób pomiaru. Zaletą dopplerowskiej anemometrii laserowej jest absolutna liniowość charakterystyki pomiarowej przyrządu, bardzo szerokie pasmo przenoszenia, co pozwala stosować je do analizy procesów szybkozmiennych.

Użycie światła jako środka przekazywania informacji ogranicza możliwy obszar zastosowań tej metody do gazów i cieczy optycznie przezroczystych. Z jednej strony zaletą, a z drugiej ograniczeniem anemometrii laserowej jest w przybliżeniu punktowy pomiar. Uzyskanie informacji o charakterze zjawisk w obszarze całego badanego pola prędkości przepływu wymaga powtarzania procesu pomiarowego w wielu punktach. Na przestrzeni kilkunastu lat powstały nowe techniki pomiarowe jak PIV (ang. *Particle Image Velocimetry*), DGV (ang. *Doppler Global Velocimetry*) czy LSA (niem. *Laserlichtschnitt-Tomographie*) jako odpowiedź na zapotrzebowanie jednoczesnej analizy zjawisk przepływowych w dużych obszarach [8].

6. Literatura

- [1] Durst F., Melling A., Whitelaw J. H.: Principles and Practice of Laser Doppler Anemometry, Second Edition, Academic Press, 1981, London
- [2] Elsner J., Drobniak Z.: Metrologia turbulencji przepływów. Wydawnictwo Ossolineum Wrocław, 1995r.
- [3] Frank S., Heilmann S., Siekmann H.E.: Point-Velocity methods for flow-meter measurement in asymmetric pipe flow, Flow Measurement Instrument, Vol.7, No 3/4, 1999, pp.201-209
- [4] Grosche E.G., Pape N., Müller H., Strunck V.: Range and accuracy of Laser-Doppler Anemometer for in-flight measurements, 10th Int. Symp. of Laser Techniques to fluid Mechanics, Lisbon, paper 4.2, Portugal 2000
- [5] Каминский Ю.Д., Мартынова В.И., Проскрнев С.Ю., Шонин Л.Н.: Исследование двухточечного лазерного доплеровского расходомера, Приборы и Системы Управления, Москва 1989, s. 60-68
- [6] Rudd M.J.: A new theoretical model for the laser Doppler meter, Journal of Physics E: Scientific. Instruments, Vol.2, 1969, s.723-726
- [7] Zator S.: Numerical study on a hydraulic converter in a laser Doppler flowmeter. Metrology and Measurement System, Nr 2/2002, s.141-158
- [8] Zator S.: Możliwości i perspektywy laserowych przepływomierzy dopplerowskich, Pomiary Automatyka Kontrola, Nr4/2005, s.11 15