

JACEK STELMACH

**HYDRODYNAMIKA UKŁADU
DWUFAZOWEGO CIECZ-GAZ
W MIESZALNIKU -
- WYKORZYSTANIE
METOD FOTOOPTYCZNYCH**



**MONOGRAFIE POLITECHNIKI ŁÓDZKIEJ
ŁÓDŹ 2014**

JACEK STELMACH

**HYDRODYNAMIKA UKŁADU DWUFAZOWEGO
CIECZ-GAZ W MIESZALNIKU
– WYKORZYSTANIE METOD FOTOOPTYCZNYCH**

**MONOGRAFIE POLITECHNIKI ŁÓDZKIEJ
ŁÓDŹ 2014**

Recenzenci:
prof. dr hab. inż. Andrzej Heim
dr hab. inż. Wioletta Podgórska, prof. PW

Redaktor Naukowy Wydziału
Inżynierii Procesowej i Ochrony Środowiska:
dr hab. inż. Tadeusz Gluba

© Copyright by Politechnika Łódzka 2014

WYDAWNICTWO POLITECHNIKI ŁÓDZKIEJ

90-924 Łódź, ul. Wólczańska 223
tel. 42-631-20-87, fax 42-631-25-38
e-mail: zamowienia@info.p.lodz.pl
www.wydawnictwa.p.lodz.pl

ISBN 978-83-7283-597-0

Nakład 140 egz. Ark druk. 14,0. Papier offset. 80 g 70 x 100
Druk ukończono w listopadzie 2014 r.
Wykonano w drukarni „Quick-Druk” s.c., 90-652 Łódź, ul. Łąkowa 11
Nr 2094

SPIS TREŚCI

Oznaczenia ważniejszych wielkości.....	5
1. Wprowadzenie.....	8
1.1. Literatura	34
2. Cel monografii.....	37
3. Stanowisko badawcze.....	38
4. Wpływ pęcherzyków z mieszađła samozasysającego i wpływ siły odśrodkowej.....	46
4.1. Wnioski	66
4.2. Literatura	67
5. Pomiary prędkości z użyciem znaczników przepływu.....	69
5.1. Pomiary prędkości cieczy w układzie jednofazowym.....	69
5.2. Pomiary prędkości cieczy w układzie dwufazowym.....	75
5.3. Wnioski	77
5.4. Literatura	77
6. Pomiary prędkości metodami <i>LDA</i> i <i>PIV</i>	79
6.1. Pomiary prędkości cieczy w układzie jednofazowym.....	79
6.1.1. Ustawienia warunków pomiarowych	79
6.1.2. Ustalenie parametrów pomiarowych.....	80
6.1.3. Porównanie profili prędkości z metod <i>LDA</i> i <i>PIV</i> na wysokości mieszađła.....	83
6.2. Pomiary prędkości cieczy w układzie dwufazowym ciecz-gaz.....	91
6.3. Pomiary prędkości pęcherzyków gazu metodą <i>PIV</i>	100
6.3.1. Pomiary prędkości.....	101
6.3.2. Omówienie wyników	102
6.4. Prędkości względne.....	114
6.5. Pomiary dla ustalonego położenia łopatki.....	115
6.6. Wnioski	122
6.7. Literatura	123
7. Pulsacje prędkości określone metodą znaczników przepływu	127
7.1. Omówienie wyników	127
7.2. Wnioski	129
7.3. Literatura	129
8. Pulsacje prędkości określone metodami <i>LDA</i> i <i>PIV</i>	130
8.1. Omówienie wyników	130
8.2. Wnioski	134
8.3. Literatura	134
9. Stopień turbulencji.....	135
9.1. Wnioski	141
9.2. Literatura	141
10. Szybkość dyssypacji energii.....	142
10.1. Wnioski	167

10.2. Literatura	168
11. Określanie rozmiarów pęcherzyków	173
11.1. Omówienie wyników uzyskanych przez binaryzację.....	182
11.2. Omówienie wyników uzyskanych przez transformację Hougha.....	187
11.3. Rozmiary pęcherzyków określone w oparciu o metodę najmniejszych kwadratów	197
11.4. Wnioski	199
11.5. Literatura	200
12. Wielkość powierzchni międzyfazowej oraz przenoszenia masy	202
12.1. Wnioski	217
12.2. Literatura	217
13. Wnioski końcowe	220
14. Streszczenie	223

OZNACZENIA WAŻNIEJSZYCH WIELKOŚCI

A	– współczynnik liczbowy,
a	– długość dłuższej półosi elipsy, m
a	– odległość środka okręgu od początku układu współrzędnych, m
a	– jednostkowa powierzchnia międzyfazowa, m^2/m^3
B	– szerokość przegrody, m
b	– długość krótszej półosi elipsy, m
b	– odległość środka okręgu od początku układu współrzędnych, m
C	– współczynnik liczbowy,
C_S	– stała Smagorinskiego,
C_x	– współczynnik oporu ośrodka,
D	– średnica mieszadła, m lub mm
d	– średnica, m
d_{opt}	– optymalna średnica otworu wejściowego układu optycznego, m
d_p	– średnica pęcherzyka gazu, m lub mm
d_{32}	– średnica Sautera, m lub mm
F	– liczba przysłony,
F	– przekrój poprzeczny, m^2
f	– odległość ogniskowa układu optycznego, m lub mm
g	– przyspieszenie ziemskie, m/s^2
H	– wysokość cieczy w mieszalniku, m lub mm
h	– wysokość, m lub mm
h_s	– odległość noża świetlnego od dna zbiornika, m lub mm
h_m	– odległość mieszadła od dna zbiornika, m lub mm
K	– współczynnik poślizgu,
k	– liczba falowa, $1/\text{m}$
k	– energia kinetyczna turbulencji, J/kg
L	– odległość, wymiar charakterystyczny, m
N	– częstość obrotowa, s^{-1} lub min^{-1}
n	– współczynnik załamania światła,
n	– liczebność próby,
P	– moc, W
P	– ciśnienie, Pa
R	– współczynnik korelacji,
R	– promień, m lub mm
r	– promień, m lub mm
r	– udział szumów,
T	– średnica mieszalnika, m lub mm
T_E	– całkowita skala czasowa, s
U	– prędkość, m/s
$\bar{U}$	– prędkość średnia, m/s
u'	– pulsacja prędkości, m/s

$\bar{u}'$	– średniokwadratowa pulsacja prędkości, m/s
V	– objętość, m ³
V	– objętościowe natężenie przepływu, m ³ /s
x	– współrzędna w kartezjańskim układzie współrzędnych (odcięta),
y	– współrzędna w kartezjańskim układzie współrzędnych (rzędna),
α	– kąt, ° lub rad
α	– poziom istotności,
β	– skala odwzorowania,
β	– kąt, ° lub rad
Δl	– odległość między wektorami prędkości, m lub mm
δ	– grubość strumienia płynu, m lub mm
ε	– szybkość dyssypacji energii, W/kg
η	– dynamiczny współczynnik lepkości, Pa·s
η	– przestrzenna skala Kołmogorowa, m
Φ	– udział objętościowy fazy w mieszaninie,
λ	– długość fali światła, nm
λ	– przestrzenna skala Taylora, m
ν	– kinematyczny współczynnik lepkości, m ² /s
θ	– kąt, ° lub rad
ρ	– gęstość, kg/m ³
σ	– napięcie powierzchniowe, N/m
τ_η	– czasowa skala Kołmogorowa, s
ω	– prędkość kątowna, rad/s

Indeksy

C	– ciecz,
G	– gaz,
W	– woda,
r	– promieniowy,
t	– styczny,
z	– osiowy,
odn	– odniesienia,
wzg	– względny,
$\text{\textit{łop}}$	– koniec łopatki mieszadła,
sum	– sumaryczny,
$\text{\textit{śr}}$	– średni,
$*$	– wielkość bezwymiarowa,
∞	– rdzeń płynu,

Kryteria bezwymiarowe

$$Eu = \frac{P}{N^3 \cdot D^5 \cdot \rho} \quad - \text{liczba Eulera (mocy) dla procesu mieszania}$$

$$K_G = \frac{V_G}{N \cdot D^3} \quad - \text{liczba przepływu gazu}$$

$$Fr' = \frac{N^2 \cdot D^2}{g \cdot (H - h_m)} \quad - \text{zmodyfikowana liczba Froude'a dla procesu mieszania}$$

$$Re = \frac{N \cdot D^2 \cdot \rho}{\eta} \quad - \text{liczba Reynoldsa dla procesu mieszania}$$

$$We = \frac{\rho \cdot N^2 \cdot D^3}{\sigma} \quad - \text{liczba Webera dla procesu mieszania}$$

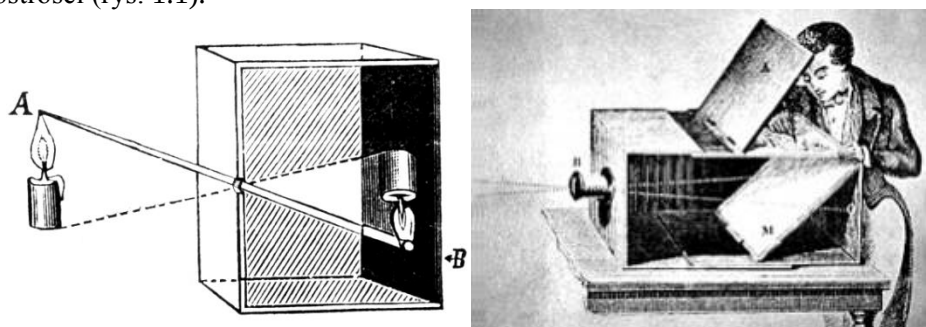
1. WPROWADZENIE

Szerokie rozpowszechnienie fotografii można tłumaczyć nie tylko tym, że istnieje możliwość obiektywnego dokumentowania różnych zjawisk, ale również z powodu szeregu zalet w porównaniu z możliwościami ludzkiego oka. Jeżeli porówna się fotograficzne metody obserwacji z wizualnymi, to można wymienić następujące ich zalety [1].

1. Fotografia przede wszystkim dokumentuje obserwacje. Wrażenie wzrokowe trwa nie dłużej niż $1/7$ s i zanika po upływie tego czasu, podczas gdy metoda fotograficzna umożliwia otrzymanie trwałych obrazów.
2. Obraz fotograficzny można powielać, otrzymując przy tym teoretycznie nieskończoną liczbę kopii.
3. Obraz fotograficzny może być zmieniany w określony sposób, np. zmniejszany, powiększany, korygowany geometrycznie, korygowany pod względem kontrastu, nasycenia barw itp. Operacje te mogą być wykonywane w różnych celach pomiarowych.
4. Jeżeli fotografia statyczna ma możliwość zmiany skali liniowej obrazu, to w fotografii dynamicznej – czyli filmie – istnieją możliwości zmiany skali czasowej, w wyniku czego film pozwala wydłużyć lub skrócić czas obserwacji procesu. Jest to możliwe dzięki zmniejszeniu lub zwiększeniu częstości wyświetlania kolejnych klatek w porównaniu do częstości użytej podczas ich rejestracji.
5. Metody fotograficzne dają możliwość rejestracji krótko trwających zjawisk lub rozdzielenia na oddzielne fazy długotrwałych lub złożonych procesów; specjalne szybkie kamery pozwalają na rejestrację zjawisk o czasie trwania rzędu 10^{-5} – 10^{-6} s; zostały także opracowane systemy rejestrujące miliony klatek w ciągu sekundy.
6. Warstwa światłoczuła może akumulować fotony, co pozwala przez użycie długiego czasu naświetlania rejestrować zjawiska o natężeniu oświetlenia mniejszym od progu czułości ludzkiego oka.
7. Metody fotograficzne dają możliwość jednoczesnego i jednakowo dokładnego rejestrowania dużej liczby obiektów, które poprzez układ optyczny oddziałują na warstwę światłoczułą; porównując tę możliwość z okiem, to chociaż oko posiada szerokie pole widzenia (szczególnie po uwzględnieniu jego ruchomości w oczodole), to jednak ze względu na psychofizyczne działanie wzroku nie jest możliwa jednoczesna obserwacja wielu szczegółów.
8. Ważną przewagą warstwy światłoczułej nad okiem jest jej większy zakres czułości spektralnej (w szczególności czułość na niewidzialne promienie rentgenowskie i γ), a także możliwość rejestrowania cząstek elementarnych spotykanych w fizyce jądrowej.

9. Szczególne zalety, dotyczące dominujących obecnie procesów bezsrebrowych, wynikają z łatwości otrzymywania i przetwarzania informacji, jej zapisu na łatwo dostępnych i niewielkich nośnikach oraz szybkiego przesyłu.

Wyliczone właściwości fotograficznych procesów rejestracji informacji jasno wskazują na przewagę tych metod nad innymi i tym samym powodują ich ogromne naukowe i praktyczne znaczenie w wielu dziedzinach działalności człowieka. Jednak chociaż od stuleci człowiek starał się utrwaląc czynione przez siebie obserwacje wzrokowe, to dojście do obecnego stanu technik fotograficznych było długotrwałe. Początkowo zapis obserwacji wzrokowych ułatwiała *camera obscura*, czyli ciemnia optyczna zaopatrzona w mały otworek, przez który przechodziły promienie słoneczne tworzące na przeciwległej ścianie pozbawiony dystorsji, ciemny i niezbyt ostry obraz o nieskończonej głębi ostrości (rys. 1.1).



Rys. 1.1. Zasada działania *camera obscura* i jej zastosowanie [2, 3]

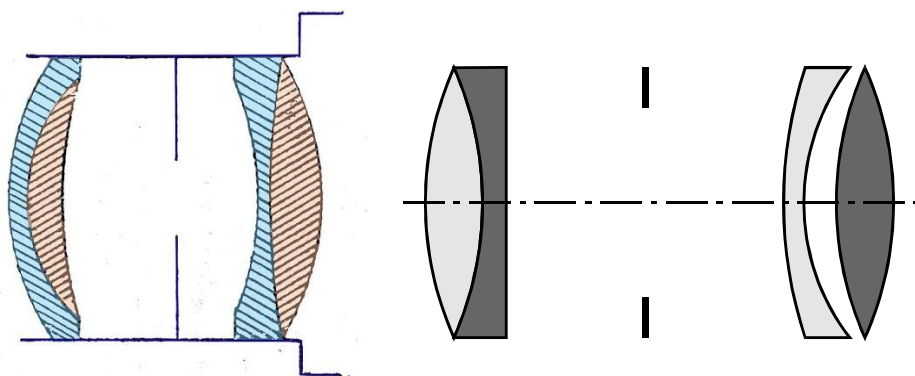
Obraz jest ciemny, ponieważ mała jest średnica otworu. Według podanego przez Rayleigha wzoru optymalna jego średnica d_{opt} wynosi [4, 5]

$$d_{opt} = 1,9 \cdot \sqrt{f \cdot \lambda} \quad (1.1)$$

gdzie: f – odległość od otworu do obrazu (ogniskowa) w metrach, λ – długość fali światła w metrach. Dla odległości $f = 50$ mm i $\lambda = 550$ nm otrzymuje się $d_{opt} = 0,32$ mm, co daje wielkość otworu względnego, czyli stosunku średnicy wejściowej do ogniskowej około 1:150.

W 1550 roku mediolańczyk Girolamo Cardano zastąpił otwór pojedynczą soczewką skupiającą [6], co wielokrotnie zwiększyło jasność powstającego obrazu oraz jego ostrość, szczególnie w centralnej jego części. *Camera obscura* była używana przede wszystkim przez malarzy do dokładnego i precyzyjnego odwzorowania rysunku (np. Canaletto), chociaż i astronomowie (m.in. Kepler) stosowali ją do obserwacji ruchu ciał niebieskich. Wyposażona w soczewkę *camera obscura* i uzupełniona o przysłonę, której działanie opisał w 1569 roku weneccjanin Daniello Barbaro, stała się pierwowzorem aparatu fotograficznego. Na jej użycie w tym charakterze trzeba było jednak poczekać kilkaset lat.

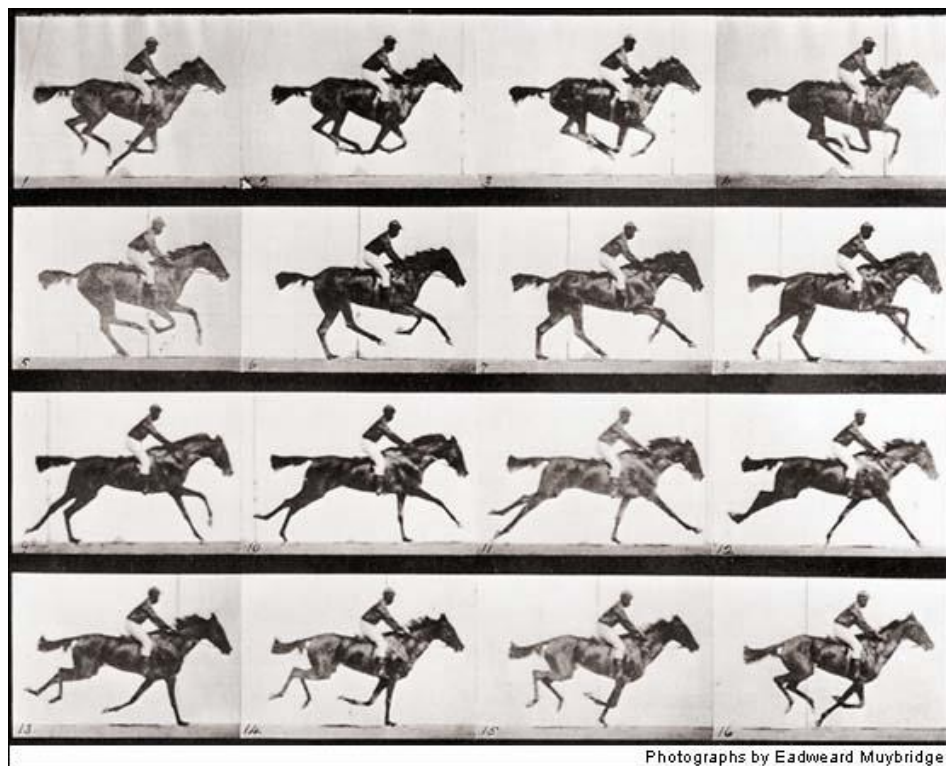
Bowiem dopiero 19 sierpnia 1839 roku Louis Daguerre zaprezentował światu proces dagerotypii, pozwalający otrzymywać na srebrnej płytce trwały obraz. Wynalazek ten, wykorzystujący odkrytą przez Scheele'go światłoczułość halogenków srebra, nie został opatentowany (za co Daguerre otrzymał dożywotnią pensję od rządu francuskiego) i bardzo szybko rozprzestrzenił się w świecie, kładąc podwaliny pod fotografię dokumentalną. W tej technice wykonano m.in. pierwsze zdjęcia Księżyca, zaćmienia Słońca i preparatów mikroskopowych [3]. W procesie dagerotypii naświetlanie trwało kilkanaście minut, co uniemożliwiało rejestrację szybko zmieniających się zjawisk. Przyczyny tego były dwie. Pierwsza, i chyba najważniejsza, bardzo mała światłoczułość wytworzonych w procesie przygotowywania płytek z jodkiem srebra. Druga to mały otwór względny zastosowanego dwusoczewkowego obiektywu achromatycznego (otwór względny ok. 1:16). W obu dziedzinach trwał nieustanny postęp. Już w 1840 roku Josef Petzval zaprojektował (obliczył) najjaśniejszy obiektyw owych czasów o otworze względnym 1:3,6 (rys. 1.2), dzięki któremu czas naświetlania można było skrócić do 15÷30 sekund.



Rys. 1.2. Dwie wersje schematu optycznego obiektywu Petzvala [6-8]

Przy pełnym otworze względnym uzyskiwany obraz był „miękki”, tzn. małokontrastowy i o małej ostrości konturowej. O ile w fotografii portretowej stanowiło to nawet zaletę (eliminacja zmarszczek i piegów na twarzy), o tyle w przypadku fotografii technicznej i dokumentacyjnej stanowi to poważną wadę. Potrzebne były materiały o większej światłoczułości. W 1851 roku wynaleziono metodę kolodionową (mokrego kolodionu) otrzymywania obrazów fotograficznych, w której proces naświetlania skrócono do kilku – kilkunastu sekund (przy otworze względnym 1:11). Dalszy postęp nastąpił w 1871 roku, kiedy to wynaleziono suche płyty bromowo-żelatynowe. Postęp ten umożliwił w 1878 roku sfotografowanie przez Eadwearda Muybridge’a faz ruchu konia w galopie przy czasie ekspozycji krótszym od 1/2000 s (rys. 1.3). Zdjęcia te powstały, aby rozstrzygnąć zakład dwóch dżentelmenów, czy koń w galopie ma

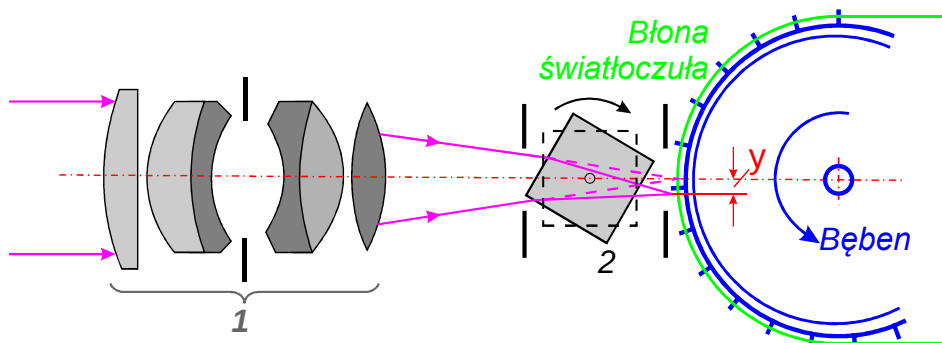
w pewnej chwili wszystkie nogi nad ziemią. Do metody Muybridge'a potrzebne było wiele wyzwalanych mechanicznie aparatów – każdy rejestrował jedną fazę ruchu, ale to pozwoliło na analizę ruchu fotografowanego obiektu.



Rys. 1.3. Fazy ruchu konia w galopie [9]

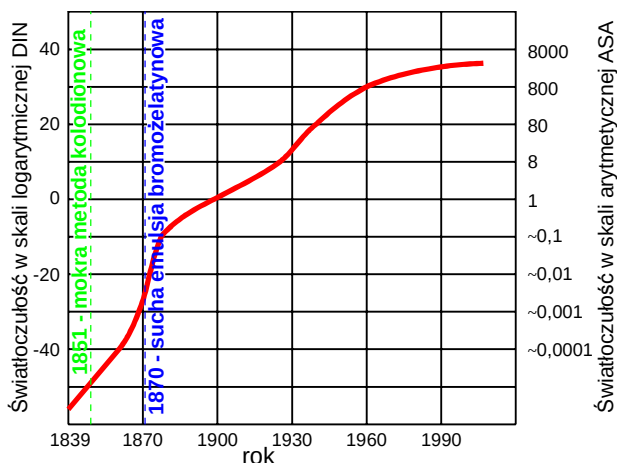
Kolejne możliwości pojawiły się po skonstruowaniu kamery filmowej i zastosowaniu przezroczystej taśmy z warstwą światłoczułą do rejestrowania obrazów. W kamerze tego typu taśma dzięki bocznej perforacji przesuwana się skokowo, po jej zatrzymaniu naświetlana jest klatka filmu i proces się powtarza. Jednak w ten sposób można osiągnąć szybkość filmowania jedynie 250-300 klatek na sekundę. Do uzyskania większej prędkości stosowano nieprzerwany (płynny) ruch taśmy i pryzmatyczne kompensatory optyczne (rys. 1.4). Wychodzące z obiektywu 1 promienie światła padają na płasko-równoległą płytkę 2, która przesuwana obraz względem osi optycznej układu o wartość y . Podczas ruchu taśmy wielkość y zmienia się tak, że prędkość ruchu obrazu jest taka jak prędkość przesuwu taśmy. Pozwoliło to osiągnąć szybkość filmowania do kilku tysięcy klatek na sekundę i wymagało dużych, jeśli nie ogromnych, ilości taśmy (300 m filmu 35 mm z klatką o rozmiarze 18x24 mm przy standardowej szybkości 24 kl/s wystarcza na 11,5 min filmowania, a przy

3000 kl/s tylko na nieco ponad 5 sekund filmowania – taśma „przelatuje” przez kamerę, o ile wytrzyma mechanicznie).



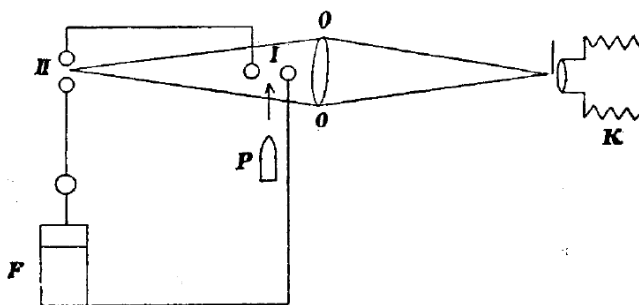
Rys. 1.4. Schemat optyczno-mechaniczny aparatury do zdjęć ultraszybkich SKS-1 (ZSRR) z wirującym pryzmatem [6, 10]

Kolejny problem, jaki pojawił się przy zwiększaniu szybkości filmowania, to wymagania dużego natężenia oświetlenia ze względu na krótki czas ekspozycji – zwykle połowa odwrotności częstotliwości przesuwu klatek. Światłoczułość materiałów fotograficznych w miarę wprowadzania nowych technologii wzrastała (rys. 1.5), ale jakość obrazów z materiałów o dużej światłoczułości nie zawsze była zadowalająca.



Rys. 1.5. Wzrost światłoczułości materiałów fotograficznych [11]

Rozwiązaniem okazało się zastosowanie sztucznych źródeł światła. Użycie do oświetlenia, zamiast ciągłego światła słonecznego, krótkotrwałych błysków umożliwiło zarejestrowanie zjawisk z dziedziny balistyki. Ernst Mach w 1886 roku użył do tego celu światła powstającego podczas wyładowania elektrycznego (rys. 1.6) o czasie trwania krótszym niż 2 μ s.



Rys. 1.6. Schemat aparatury E. Macha i Salchera [12]
 F – bateria kondensatorów, P – pocisk, O – obiektyw, K – kamera
 I, II – przerwy w obwodzie elektrycznym

Tego rodzaju oświetlenie wymagało odpowiednich instalacji, dlatego też w zwykłej fotografii używano magnezji, a później tzw. spaleniowych lamp błyskowych (1929), w których zwitek drutu magnezowego lub aluminium spalał się w tlenie. Czas trwania błysku wynoszący ok. 1/30 s wystarczał do fotografii reportażowej, ale do celów badawczych był zbyt długi. Dopiero w 1940 roku w USA powstało urządzenie *Speed Graphic*, które dziś znane jest pod nazwą elektronicznej (wyładowczej) lampy błyskowej. Ważyło wraz z akumulatorami kilkanaście kilogramów, a ilość emitowanego światła powstającego podczas wyładowania elektrycznego w rurce wypełnionej ksenonem była mniejsza niż uzyskiwanego z przeciętnej żarówki spaleniowej. Jednak postęp w dziedzinie elektroniki sprawił, że już w latach 70. XX wieku znacznie zmniejszono tego typu lampy błyskowe tak, że w latach 80. udało się je połączyć z aparatem fotograficznym w jedną całość. Dzięki postępowi w elektronice możliwe stało się skrócenie trwania błysku z 1/1000 s do 1/50000 s, co w zupełności wystarcza do rejestracji wielu zjawisk. Rejestracja na jednej klatce obrazów powstających przez oświetlenie kolejnymi, szybko po sobie następującymi błyskami nosi nazwę fotografii stroboskopowej (rys. 1.8b). Pionierem w tej dziedzinie był profesor Harold Edgerton pracujący w Massachusetts Institute of Technology [13].

Następne możliwości pojawiły się po skonstruowaniu lasera, urządzenia dającego koherentną wiązkę światła o dużym natężeniu.

W drugiej połowie XIX wieku następuje też dalszy rozwój optyki i powstaje teoria obliczania układów wielosoczewkowych. W praktyce dla założonych parametrów obiektywu (maksymalny otwór względny, długość ogniskowej, kąt widzenia) przeprowadzano kolejne obliczenia zmieniając różne parametry (krzywiznę soczewek, współczynnik załamania światła, dyspersję, odległości między soczewkami) i sprawdzano zgodność obliczonego układu z założeniami technicznymi. Jest to nic innego, jak niezmiernie żmudna metoda prób i błędów. Od kiedy człowiek nauczył się liczyć, starał się skonstruować narzędzia wspomagające ten proces. I tak w starożytności powstał abak, który po

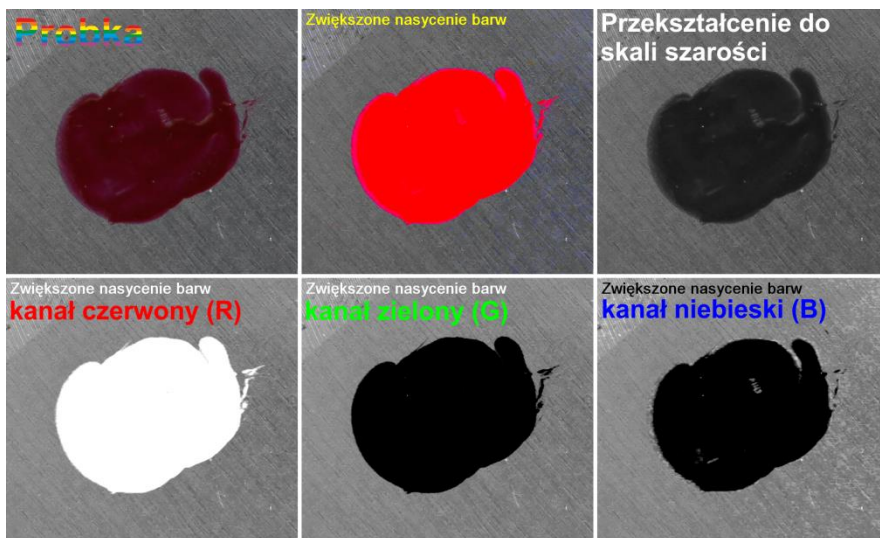
przekształceniu w liczydło towarzyszył nam jeszcze w XX wieku. Dlatego już w kilkanaście lat po uruchomieniu ENIAC-a, pierwszego komputera cyfrowego, zaprzęgnięto komputery do wykonywania obliczeń układów optycznych. Umożliwiło to między innymi zaprojektowanie bardzo złożonych, kilkunastosoczewkowych obiektywów zmiennoogniskowych o jakości obrazu nieustępującej obiektywom stałoogniskowym. W tym też czasie w laboratoriach naukowo-badawczych pojawiły się lasery, stosowane do pomiarów odległości i prędkości oraz do oświetlania, jako tzw. noże świetlne. Kolejny mariaż elektroniki cyfrowej i techniki fotograficznej nastąpił pod koniec lat 70. ubiegłego stulecia, gdy firma Canon wypuściła na rynek lustrzankę oznaczoną symbolem A1, we wnętrzu której znajdowało się kilka układów scalonych o dużej skali integracji. Kilka lat później, jesienią 1981 roku, na rynku zadebiutował aparat fotograficzny Sony MAVICA (**M**agnetic **V**ideo **C**amera) z czujnikiem CCD o rozdzielczości 570x490 pikseli zamiast halogeno-srebrowego materiału światłoczułego.

Aparat ten jest uważany za prekursora „ery cyfrowej” w fotografii. Jej dalszy rozwój nastąpił pod koniec lat 90. XX wieku, tak że w chwili obecnej ta forma fotografii stała się dominująca. W lustrzankach klasy amatorskiej stosuje się matryce o rozdzielczości ponad 15 megapikseli, w aparatach wyższej klasy ponad 20 megapikseli, czyli liczbę zbliżoną do tej, jaką uzyskuje się przy skanowaniu klatki małoobrazkowej (24x36 mm) z rozdzielczością 4000 dpi. Znacznemu rozszerzeniu uległa użyteczna czułość matrycy światłoczułej, dzięki czemu obrazy o dobrej jakości uzyskuje się obecnie przy ekwiwalencie czułości ISO 6400/39.

Zaletą cyfrowej rejestracji obrazu jest ogromna szybkość uzyskiwania fotografii – a w zasadzie plików cyfrowych – przeznaczonych do dalszej analizy. Najczęściej przy zapisie obrazów jest stosowany model RGB, w którym każda z trzech barw składowych (czerwona, zielona i niebieska) może przyjmować 256 poziomów jasności. Daje to zatem możliwość zarejestrowania $256^3 = 16\,777\,216$ różnych kolorów. Informacja o każdym kanale barwnym może być traktowana jak macierz liczb naturalnych z zakresu od 0 do 255 opisujących jasność piksela. Użycie kolorów daje duże możliwości w stosowaniu rozmaitych filtrów pozwalających np. wyodrębnić przedmioty lub smugę barwnika z tła [57]. Rysunek 1.7 przedstawia przykład takiego działania. Użycie zdjęć barwnych w badaniach nie zawsze jest konieczne. W wielu wypadkach wystarczy użycie skali szarości zwykle z 256 stopniami (0 – czerń, 255 – biel), która redukuje ilość informacji, ale upraszcza i przyspiesza wiele obliczeń i przekształceń obrazu, które nie muszą być prowadzone dla każdej barwy składowej. Przekształcenie obrazu barwnego do szarości odbywa się zwykle według zależności

$$Grey = 0,299 \cdot Red + 0,587 \cdot Green + 0,114 \cdot Blue \quad (1.2)$$

opierającej się na obserwacji, że oko jest bardziej wyczulone na kolor zielony, a najmniej na kolor niebieski.

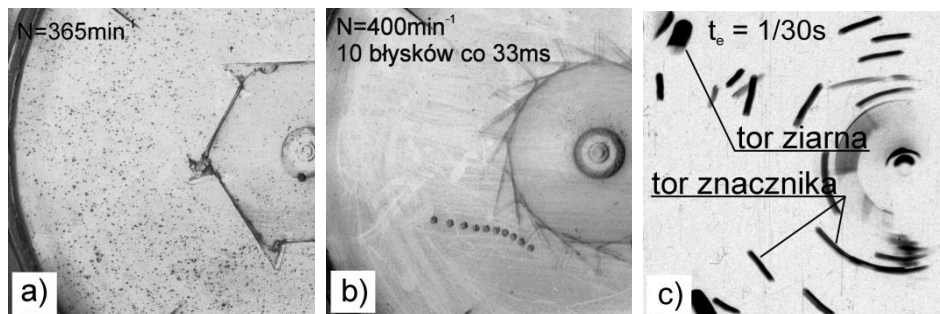


Rys. 1.7. Wyodrębnianie obiektu z tła z użyciem informacji barwnej

Należy jednak mieć na uwadze fakt, że pełnię możliwości cyfrowej rejestracji obrazów można wykorzystać dopiero w połączeniu z komputerem, który umożliwia obróbkę uzyskanych obrazów (zmiana kontrastu, korekta barw, itp.), ich archiwizację i wydrukowanie. Natomiast w zakresie fotografii technicznej technika komputerowa jest wykorzystywana m.in. do rozpoznawania kształtów przedmiotów, ich wielkości itp. Umożliwia to śledzenie poruszających się obiektów, określanie ich prędkości i może być stosowane w różnych technikach pomiarowych. Dostępne są komercyjne programy realizujące w różnym stopniu potrzeby nabywcy związane z analizą obrazu. Gdy istniejące oprogramowanie nie spełnia oczekiwań odbiorcy, konieczne staje się napisanie własnego oprogramowania, co w chwili obecnej jest ułatwione, gdyż istnieją dodatkowe pakiety (np. Image Processing for MathCAD), a i kompilatory (np. Borland Delphi) wyposażone w funkcje wczytywania i przekształcania plików graficznych.

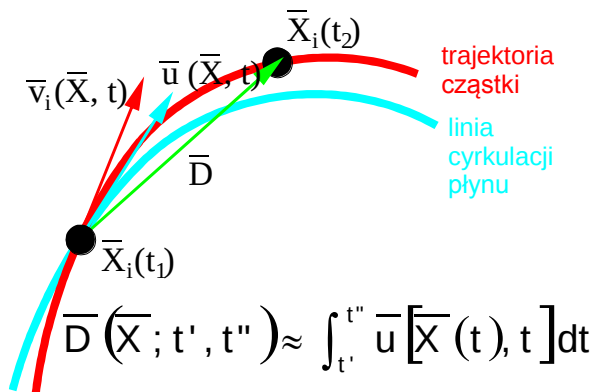
W metodach fotooptycznych światło ze źródła promieniowania musi dotrzeć do odbiornika, czyli elementu światłoczułego, który określa natężenie promieniowania (potocznie jasność). Na swej drodze może ono ulec załamaniu (ugięciu) lub odbiciu. Oba zjawiska są wykorzystywane do wizualizacji przepływu płynów. Ugięcie promieni światła może nastąpić m.in., gdy występują różnice gęstości płynu wywołujące zmianę wartości współczynnika załamania światła. Zjawisko to znalazło zastosowanie w fotografii cieniowej oraz schlirenowskiej [14] wykorzystywanych np. w badaniach balistycznych lub aerodynamicznych. Dotychczas brak jest informacji o stosowaniu tych metod w pomiarach procesu mieszania, chociaż można ich używać do badań zjawisk zachodzących podczas wymiany ciepła. Gdy światło odbija się od obiektu i dociera do powierzchni światłoczułej powstaje na niej obraz przedmiotu. Jeżeli

jest on w ruchu, to w zależności od czasu rejestracji (ekspozycji) otrzymuje się różne obrazy. Gdy przesunięcie obrazu obiektu jest mniejsze od wielkości tzw. krążka rozproszenia, otrzymuje się ostry obraz obiektu, tzw. zamrożenie ruchu (rys. 1.8a i b). Natomiast jeżeli w czasie naświetlania obiekt pokona drogę większą od jego wymiarów, powstaje rozmyty obraz przedstawiający tor ruchu obiektu (rys. 1.8c) [15, 58].



Rys. 1.8. Różne efekty rejestracji obiektu w zależności od czasu naświetlania [15]

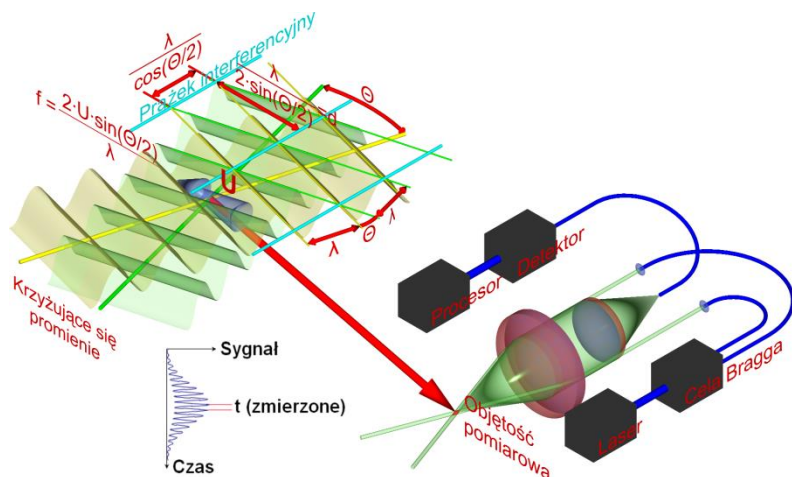
Zatem jeśli obiekt w odpowiednich warunkach dokładnie odwzorowuje ruch płynu, to na podstawie analizy jego obrazów można określić prędkość płynu (rys. 1.9).



Rys. 1.9. Odwzorowanie ruchu płynu przez cząstkę traseru

Obiekty odwzorowujące ruch płynu mogą mieć różną wielkość. Na rysunku 1.8b widoczne są znaczniki przepływu o rzeczywistej średnicy 3,9 mm. Do odwzorowania ruchu cieczy wykorzystuje się również pęcherzyki gazu o średnicy ok. 0,1 mm [16, 17] (rys. 1.8a przedstawia większe pęcherzyki, jednak pokazuje, że odbicie światła od powierzchni międzyfazowej powoduje zobrazowanie obiektu). Aby określić zmiany prędkości w ruchu burzliwym, stosuje się cząstki o rozmiarach mikrometrów nazywane posiewem lub traserem.

W 1964 roku powstał pierwszy dopplerowski anemometr laserowy (ang. Laser Doppler Anemometry – *LDA*) umożliwiający nieinwazyjne wykonanie pomiarów prędkości podczas przepływu płynów. Zasada działania układu *LDA* została przedstawiona na rysunku 1.10.



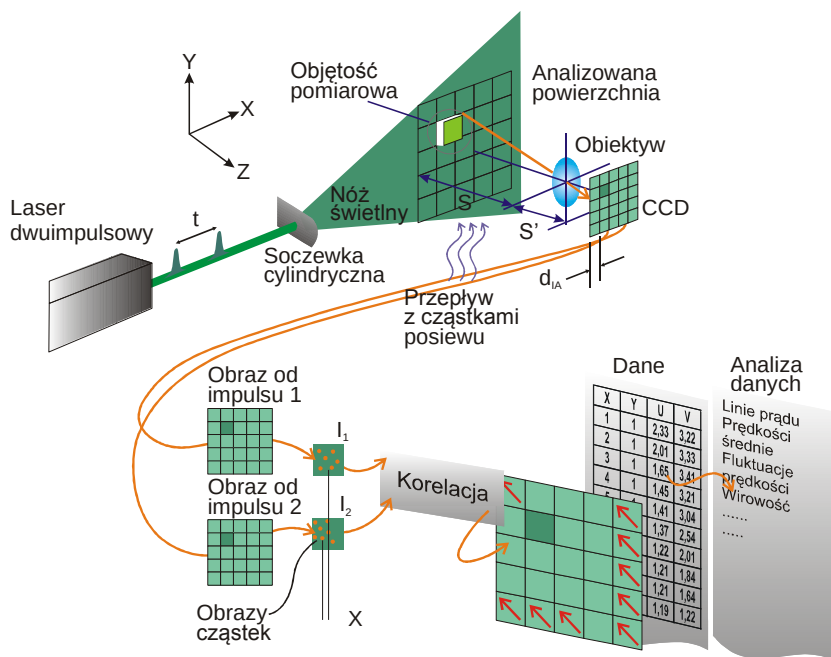
Rys. 1.10. Zasada pomiaru metodą *LDA* [18]

Promień światła emitowany przez laser jest rozszczepiany na dwa promienie o zgodnych fazach. Promienie te są doprowadzane światłowodami do układu optycznego kierującego je do jednego punktu. Wspólna część obu promieni wyznacza objętość pomiarową układu. Gdy przechodzi przez nią cząstka traseira, następuje odbicie światła od jego powierzchni. Ponieważ cząstka porusza się, to światło odbite ma nieco inną częstotliwość od światła padającego (efekt Dopplera). Światło odbite od cząstki traseira jest skupiane przez układ optyczny i światłowodem doprowadzane do detektora. Na podstawie przebiegu sygnału procesor określa czas t przebycia drogi d , równej odległości między prążkami interferencyjnymi (wielkość znana). Znajomość drogi i czasu jej przebycia umożliwia określenie prędkości przechodzącej cząstki.

W metodzie *LDA* pomiar odbywa się w określonym punkcie przestrzeni w nierównych odstępach czasu, wyznaczanych przez przypadkowe przejścia cząstek traseira przez objętość pomiarową. Metoda *LDA* była szeroko wykorzystywana do pomiarów prędkości w mieszalniku, zarówno w zakresie mieszania laminarnego, jak i turbulentnego i w niniejszym opracowaniu wyniki uzyskane tą metodą będą wielokrotnie traktowane jako dane odniesienia.

Rozwój matryc światłoczułych umożliwił powstanie i rozwój systemów o angielskich nazwach Particle Tracing Velocimetry (w skrócie *PTV*) i Particle Image Velocimetry (w skrócie *PIV*), czyli metod określania prędkości na podstawie obrazów cząstek traseira. Pod tym względem metody te są podobne do poprzednio omówionych. Jednak zasadniczą różnicą jest to, że analizowany jest

znacznie większy obszar pomiarowy. Ideę układu pomiarowego przedstawia rysunek 1.11.



Rys. 1.11. Zasada pomiaru metodą PIV [19]

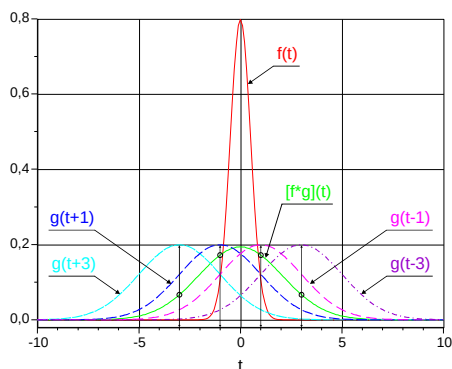
Laser generuje dwa impulsy światła w ustalonym odstępie czasowym. Układ optyczny wytwarza tzw. nóż świetlny o grubości rzędu 1 milimetra, który oświetla analizowany obszar. Kamera rejestruje dwa obrazy: pierwszy od pierwszego impulsu i drugi obraz od drugiego impulsu światła. Tak uzyskane obrazy są poddawane dalszej obróbce. Obszar pomiarowy jest dzielony na mniejsze podobszary (ang. interrogation area), które są wzajemnie ze sobą porównywane metodą korelacji krzyżowej. Pozwala to określić przesunięcie cząstek (czyli drogę), jakie zaszło w czasie pomiędzy impulsami świetlnymi. To z kolei umożliwia obliczenie prędkości w każdym podobszarze. W celu zwiększenia dokładności stosuje się interpolację podpixelową [20-24].

W metodzie PIV liczba cząstek traserów w polu obrazowym kamery jest na tyle mała, że można śledzić ruch pojedynczych cząstek. Natomiast w metodzie PIV nie można jednoznacznie rozpoznać cząstek na kolejnych obrazach i dlatego do analizy ruchu stosuje się metody statystyczne, a wśród nich funkcje splotu (mnożenia splotowego) i korelacji krzyżowej.

Jeżeli funkcje $f(t)$ i $g(t)$ są bezwzględnie całkowalne w przedziale $(-\infty, +\infty)$, to ich splotem (dwustronnym) nazywa się w tym przedziale funkcję $\phi(t)$ określoną wzorem [27]

$$\varphi(t) = f(t) * g(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau)g(t - \tau)d\tau \quad (1.3)$$

Ilustrację graficzną splotu przedstawia rysunek 1.12.



Rys. 1.12. Splot funkcji

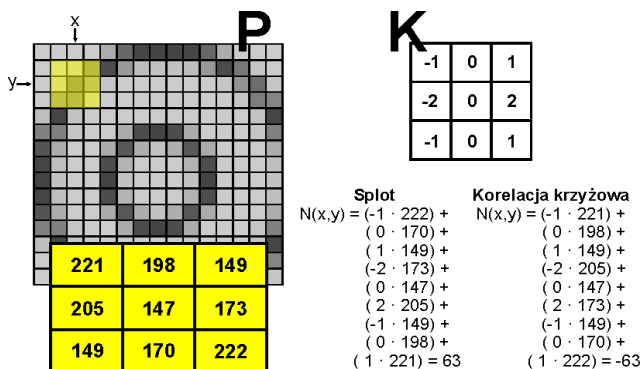
W przypadku obrazu cyfrowego, będącego faktycznie dwuwymiarową tablicą, obliczane są sumy ważone dla sąsiednich pikseli, przy czym wartości wag brane są z jądra splotu. Każda wartość sąsiadujących pikseli jest mnożona przez przeciwną wartość z tablicy jądra. Np. wartość dla lewego górnego piksela jest mnożona przez dolną prawą wartość jądra. Następnie wszystkie wartości są sumowane. Opis matematyczny dla jądra o wielkości $n \times n$ (n nieparzyste) jest następujący [27]

$$N(x, y) = \sum_{k=-int(n/2)}^{int(n/2)} \sum_{j=-int(n/2)}^{int(n/2)} K(j, k) \cdot P(x - j, y - k) \quad (1.4)$$

Definicja korelacji krzyżowej w dziedzinie dyskretniej ma postać

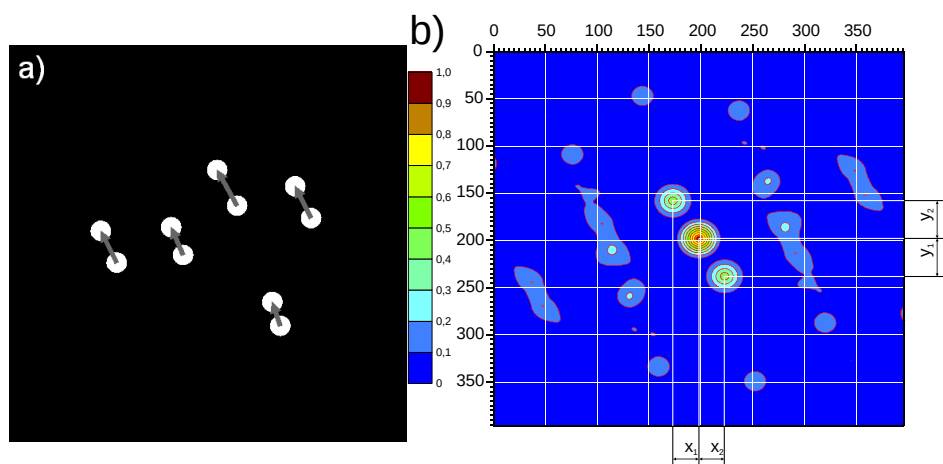
$$N(x, y) = \sum_{k=-int(n/2)}^{int(n/2)} \sum_{j=-int(n/2)}^{int(n/2)} K(j, k) \cdot P(x + j, y + k) \quad (1.5)$$

Ilustrację graficzną przedstawiono na rysunku 1.13. Rozjaśniony fragment obrazu **P** o współrzędnych środka (x, y) jest splatany z jądrem **K**.



Rys. 1.13. Splot i korelacja krzyżowa dyskretnych sygnałów dwuwymiarowych

Gdy obrazy faz ruchu otrzymuje się na kolejnych klatkach, do analizy najczęściej używana jest korelacja krzyżowa [25]. Wymaga to jednak sprzętu zdolnego przechwycić obrazy w odstępie czasowym rzędu milisekund. Prościej jest rejestracja dwu obrazów na jednej klatce. Omówiona sytuacja jest przedstawiona na obrazie testowym (rys. 14a). Do określenia prędkości jest potrzebna znajomość przesunięć i odstępu czasowego. Odstęp czasowy wynika z konstrukcji oświetlacza stroboskopowego, natomiast do określania przesunięć obrazów pęcherzyków stosuje się korelację krzyżową dla tego samego obrazu, czyli autokorelację [26]. W wyniku zastosowania autokorelacji otrzymuje się na wykresie dwa piki położone symetrycznie względem piku centralnego (rys. 1.14b). Dlatego właściwy kierunek przesunięcia musi być określany na podstawie dodatkowych obserwacji układu.



Rys. 1.14. Obraz testowy z przesuniętymi obiektami i mapa uzyskana z autokorelacji

Pomiary prędkości chwilowych podczas mieszania burzliwego dostarczają wielu ważnych informacji o przebiegu procesu. Na ich podstawie można m.in. określić szybkość dyssypacji energii kinetycznej w różnych miejscach mieszalnika. Z kolei wielkość tego parametru wpływa na wartość współczynnika wnikania masy oraz na wielkość pęcherzyków gazu dyspergowanego w cieczy. Rozmiary pęcherzyków gazu wpływają na szybkość przenoszenia masy między fazami i określenie ich rozkładów w mieszalniku jest drugą dziedziną zastosowań pomiarowych metod fotooptycznych w układach dwufazowych ciecz-gaz.

Systemy *LDA* i *PIV* są wyposażane we współpracujące z nimi oprogramowanie dobrze spełniające wymogi użytkownika. Natomiast komercyjne oprogramowanie do określania rozmiarów obiektów widocznych na zdjęciach pęcherzyków. Dodatkowym problemem jest występowanie czynników zakłócających, nazywanych zwykle szumami. Szumy mogą być generowane bezpośrednio

przez element światłoczuły lub mogą pochodzić od cząstek, które znalazły się w układzie. Tematyka ta wymaga szerszego potraktowania.

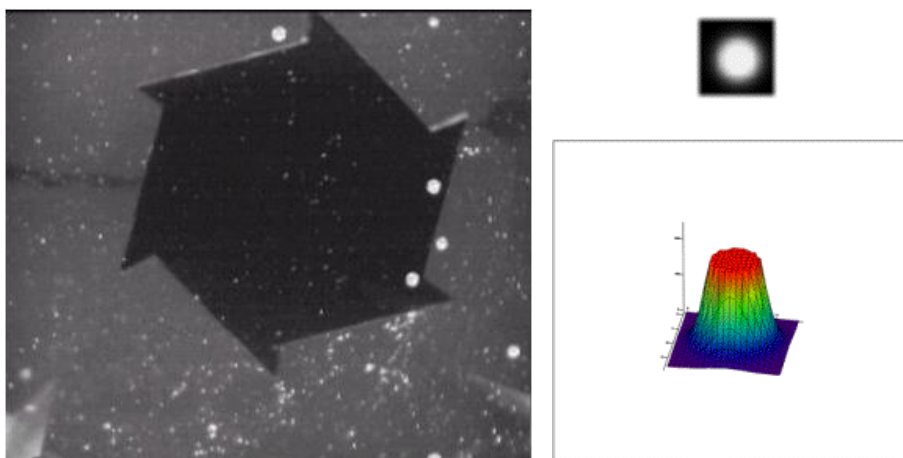
W ostatnim czasie nastąpił duży rozwój technik rozpoznawania obrazu. W przypadku pomiarów dokonywanych w mieszalniku może ono znaleźć zastosowanie w określaniu prędkości znaczników przepływu oraz prędkości i wielkości pęcherzyków gazu. Można wyróżnić dwa zasadnicze sposoby rozpoznawania. W pierwszym – obraz wzorcowy przemieszcza się nad przeszukiwanym obrazem i szuka się miejsc największego podobieństwa. W drugim sposobie najpierw wykrywa się krawędzie (czyli miejsca nieciągłości jasności obrazu), a następnie na ich podstawie określa się kształt, co z kolei prowadzi do rozpoznania przedmiotu. W pierwszej metodzie do określania podobieństwa używa się najczęściej splotu (mnożenia splotowego). Inną, równie często używaną, funkcją jest korelacja krzyżowa.

Ponieważ operacje są wykonywane wokół określonego piksela obrazu, to jego sąsiedztwo jest określane kwadratem o nieparzystej liczbie pikseli brzegowych (3x3, 5x5, 7x7,...), przy czym wielkość sąsiedztwa jest określana przez wielkość jądra splotu. Niezależnie od wielkości jądra powstaje problem wartości spoza obrazu (sygnału), czyli tzw. problem brzegu. Podejście stosowane do rozwiązania problemu zależy często od specyfiki sygnałów oraz celu, w jakim jest dokonywana operacja splotu. Przykładowe metody rozwiązania problemu brzegu są następujące:

- przyjęcie założenia, że poza znanym sygnałem są wyłącznie wartości 0,
- odbicie obrazu poza jego granicami,
- powtórzenie obrazu bez odbicia,
- powielenie wartości brzegowych,
- modyfikacja maski filtru (czyli jądra) na brzegu sygnału (obrazu), tak by maska nie wychodziła poza obraz.

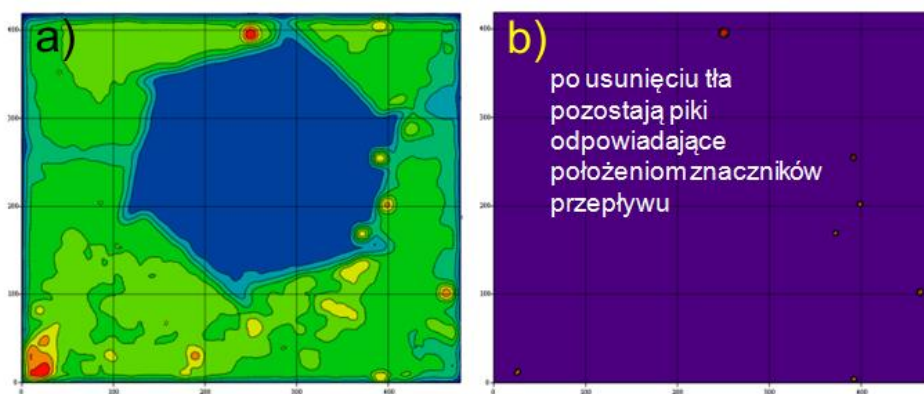
Użycie zależności (1.4) do obliczania splotu dla jąder o dużych rozmiarach staje się nieefektywne i wówczas lepiej obliczać splot przez obliczenie transformat Fouriera dla obrazu i jądra, wymnożenie odpowiadających sobie elementów w dziedzinie częstotliwościowej i obliczenie transformaty odwrotnej. Czas obliczeń dla tablicy $N \times N$ elementowej splatanej z jądrem $M \times M$ elementowym jest proporcjonalny do $N^2 \cdot M^2$, podczas gdy z użyciem szybkiej transformaty Fouriera (FFT) czas ten jest proporcjonalny do $N^2 \cdot \log_2(N)$.

Użycie splotu umożliwia wyznaczenie położenia znaczników przepływu. W tym celu należy użyć splotu zdjęcia z jądrem przedstawiającym znacznik przepływu (rys. 1.15). W przedstawionym przypadku poszukuje się obiektu o dużej jasności (wartości liczbowe dla skali szarości ponad 200) na ciemnym tle (jasność poniżej 60). Zatem w miejscach występowania znaczników przepływu funkcja splotu (1.4) powinna mieć maksima lokalne.



Rys. 1.15. Klatka filmu oraz poszukiwany element i jego interpretacja matematyczna

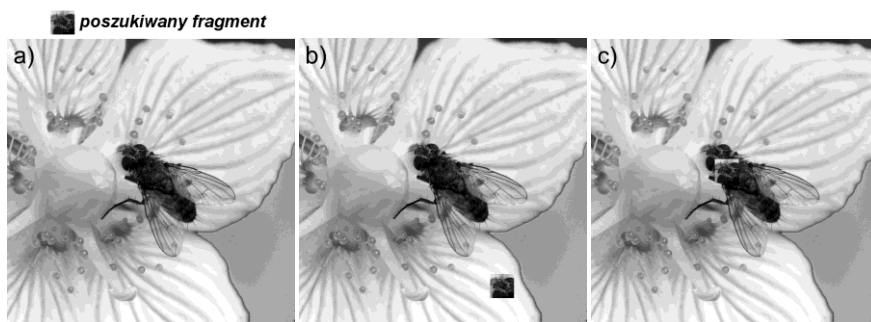
Zastosowanie splotu prowadzi do uzyskania przedstawionej na rysunku 1.15 mapy, na której piki (miejsca pomarańczowe i czerwone) odpowiadają miejscom najbardziej podobnym do jądra. Jednak porównanie zdjęcia (rys. 1.15) z mapą (rys. 1.16a) pokazuje, że mogą występować piki poza miejscami, gdzie znajdują się znaczniki przepływu. Wartości maksymalne w tych miejscach są jednak mniejsze niż dla miejsc, gdzie występują znaczniki przepływu i zastosowanie filtracji górnoprzepustowej [27] pozwala wyeliminować fałszywe maksima (rys. 1.16b).



Rys. 1.16. Mapy uzyskane przez użycie splotu oraz filtrację górnoprzepustową

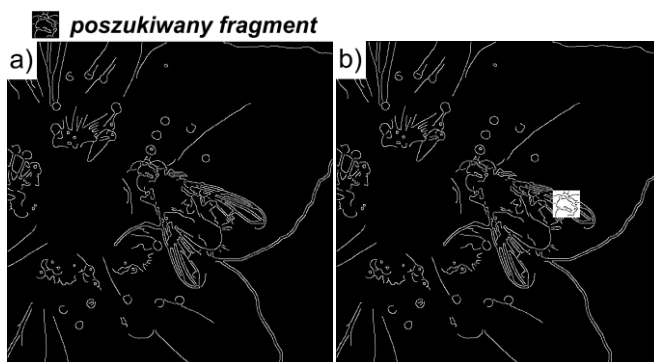
Trudniejszy do rozpoznania jest przypadek odwrotny, gdy jest poszukiwany ciemny obiekt, a na zdjęciu występują jasne obszary. Wówczas, zgodnie z definicją splotu (1.4), maksymalne wartości wystąpią w najjaśniejszych obszarach obrazu. Ilustruje to rysunek 1.17b. Po zastosowaniu splotu i szukaniu

wartości maksymalnej otrzymano błędną lokalizację w najjaśniejszym rejonie obrazu.



Rys. 1.17. Przykład obrazu o dużym udziale jasnych obszarów i uzyskane lokalizacje

W omawianym przypadku, ponieważ na obrazie nie występują duże ciemne pola, do lokalizacji poszukiwanego obiektu należy użyć minimum funkcji splotu lub przekształcić obiekt do postaci negatywowej o odwróconej skali tonalnej. W prezentowanym przypadku prowadzi to do obrazu o dużym udziale ciemnych obszarów (małej wartości liczbowej dla pikseli). Uzyskany wynik przedstawiono na rysunku 1.17c. W porównaniu z rysunkiem 1.17b wynik jest lepszy, ale nadal błąd pozycjonowania jest duży. Jeszcze trudniejszy jest przypadek, gdy poszukiwany obiekt zawiera jasne i ciemne elementy. Wydaje się, że dobrym rozwiązaniem tego problemu może być ograniczenie obrazu do najbardziej charakterystycznych cech, którymi są np. krawędzie obiektów z jednoczesną binaryzacją, czyli sprowadzeniem do postaci zero-jedynkowej. Istnieje wiele algorytmów, głównie opartych o badanie gradientu, do znajdowania krawędzi na obrazach [27, 28]. Obraz z rysunku 1.17a z wykrytymi głównymi krawędziami przedstawiono na rysunku 1.18a, natomiast na rysunku 1.18b przedstawiono lokalizację poszukiwanego fragmentu (zamiast głowy muchy użyto fragmentu skrzydła zawierającego jasne i ciemne elementy).



Rys. 1.18. Główne krawędzie na obrazie i uzyskana lokalizacja

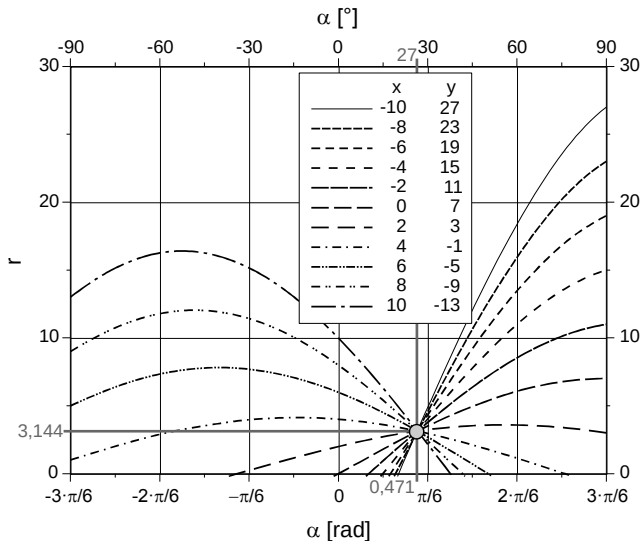
Wyeliminowanie dużej liczby szczegółów pozwoliło na właściwe zlokalizowanie poszukiwanego fragmentu obrazu. W oparciu o obrazy binarne z wykrytymi krawędziami opracowano metody rozpoznawania kształtów na obrazach. Często w tym celu jest wykorzystywana transformacja Hougha [29-33]. Jej zaletą jest możliwość detekcji krzywych mających opis analityczny lub nie. W układzie prostokątnym równanie linii prostej ma klasyczną postać kierunkową

$$y = a \cdot x + b \quad (1.6)$$

dla której wartości parametrów a i b (nachylenie i przesunięcie, które mogą się zmieniać w zakresie od $-\infty$ do $+\infty$) można obliczyć dla serii punktów o znanych współrzędnych stosując regresję liniową. Jednak równanie prostej można zapisać również w postaci normalnej

$$r = x \cdot \cos \alpha + y \cdot \sin \alpha \quad (1.7)$$

gdzie: x, y – współrzędne punktu, r – odległość prostej od początku układu współrzędnych, α – kąt zawarty między r (prostą prostopadłą do danej prostej) a osią odciętych. Jeżeli dla punktów leżących na danej prostej potraktuje się r i α jako zmienne, to otrzyma się na płaszczyźnie α, r pęk krzywych (sinusoid) przecinających się w jednym punkcie. Na rysunku 1.19 przedstawiono taki pęk dla prostej o równaniu $y = -2 \cdot x + 7$. Na podstawie znajomości współrzędnych punktu przecięcia się krzywych można obliczyć wartości parametrów a i b .



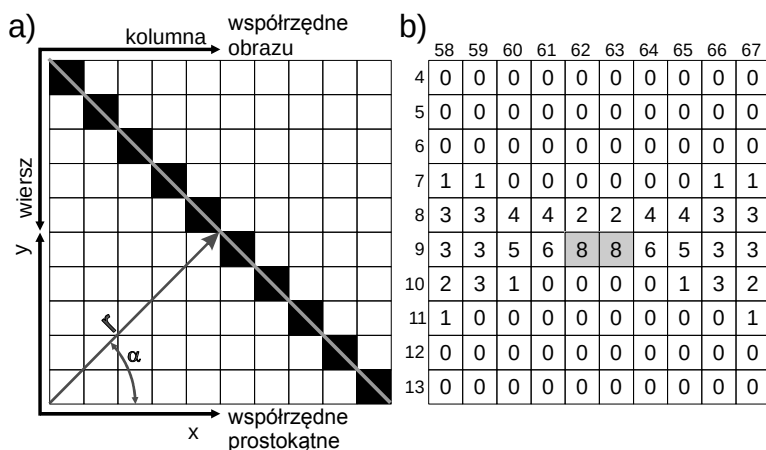
Rys. 1.19. Pęk krzywych w przestrzeni parametrów

W przestrzeni dyskretnej, jaką stanowi binarny obraz cyfrowy (0 – tło, 1 – obraz) sposób postępowania jest następujący:

- obraz wyjściowy jest doprowadzany do postaci binarnej,

- przez dyskretyzację parametrów r i α tworzy się dwuwymiarową tablicę komórek (akumulator) i zeruje ją – liczba kolumn zależy od kroku z jakim zmienia się kąt, a liczba wierszy, czyli zakres zmienności parametru r , wynosi $\sqrt{wr^2 + kl^2}$, gdzie wr i kl oznaczają liczbę wierszy i kolumn w obrazie,
- dla każdego punktu (x, y) na obrazie źródłowym wyznacza się krzywą w przestrzeni parametrów według zależności (1.7), tzn. oblicza się wartości r dla ciągu wartości parametrów α (zmiana wartości α została ustalona przy tworzeniu akumulatora),
- obliczone wartości r dla ciągu wartości parametrów α zaznacza się w akumulatorze wpisując jedynkę, gdy komórka jest pusta i dodając jedynkę do zawartości komórki, gdy ta jest niepusta,
- po wykonaniu obliczeń dla wszystkich niezerowych punktów obrazu źródłowego poszukuje się komórki przechowującej największą wartość, tzn. komórki, która reprezentuje miejsce przecięcia największej liczby krzywych – procedurę tę powtarza się aż do znalezienia wszystkich maksimów lokalnych większych od założonej wartości.

Na rysunku 1.20a przedstawiono obraz z odcinkiem (zaczernione kwadraty – piksele), natomiast na rysunku 1.20b fragment tablicy akumulatora z zaznaczonymi największymi wartościami.

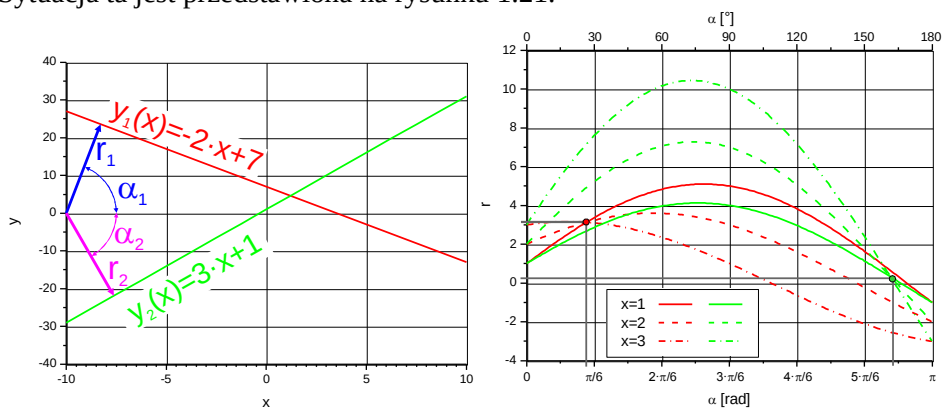


Rys. 1.20. Fragment obrazu binarnego i odpowiadająca mu część akumulatora

Przy prowadzeniu obliczeń należy zwrócić uwagę, że w tablicach (macierzach) przechowujących dane obrazu wiersze liczone są od góry, czyli przeciwnie do zwrotu osi rzędnych w prostokątnym układzie współrzędnych. Kąt był zmieniany w zakresie od $-\pi$ do π z krokiem $\pi/50$, co oznacza, że kolumnom 62 i 63 odpowiadają kąty $43,5^\circ$ i $46,8^\circ$. Interpolowana wartość kąta α wynosi zatem $45,15^\circ$ i jest bardzo bliska teoretycznej wartości 45° . Znajomość

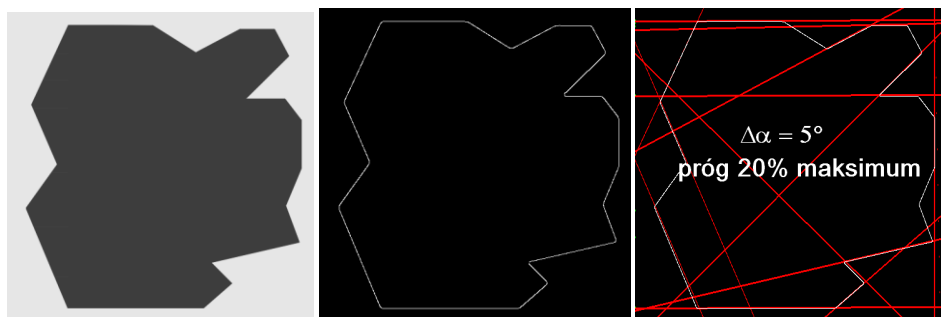
tego kąta pozwala obliczyć kąt między prostą (odcinkiem) a osią odciętych, który wynosi -45° (lub 135°) i wartość współczynnika kierunkowego prostej (-1). Ze względu na kwantyzację, błąd obliczenia przesunięcia prostej jest większy. Jeżeli przyjmie się, że pierwsza kolumna i ostatni wiersz tablicy obrazu odpowiadają położeniu osi, to przesunięcie prostej wynosi 9, natomiast z obliczeń otrzymuje się wartość 8,49 dla osi odciętych w 15 wierszu akumulatora.

Gdy prostych poddawanych transformacji Hougha jest więcej, to odpowiadający każdej z nich pęk krzywych będzie miał punkt przecięcia. Sytuacja ta jest przedstawiona na rysunku 1.21.



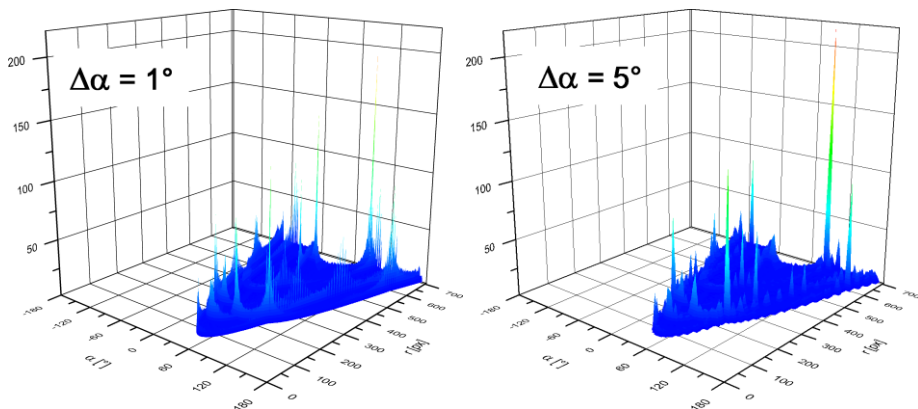
Rys. 1.21. Dwie proste w układzie prostokątnym i parametrycznym

Na obrazach cyfrowych nie występują idealne odcinki, na podstawie których określa się parametry prostych. Sytuację tę przedstawia rysunek 1.22 ze stosunkowo prostym obrazem testowym i krawędziami wykrytymi metodą Canny'ego.



Rys. 1.22. Wielobok testowy, wykryte krawędzie i rozpoznane proste

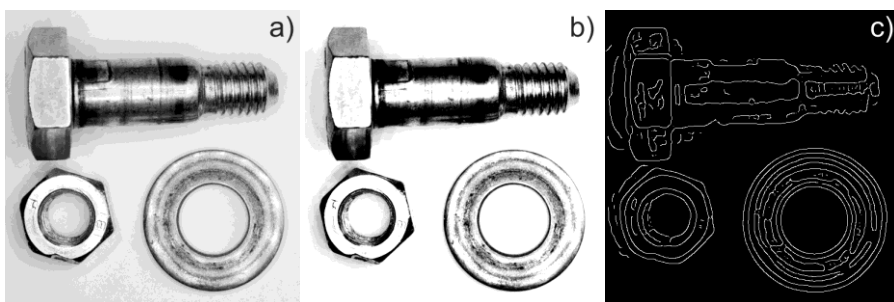
Pierwszy problem stanowi określenie kroku, z jakim zmieniany jest kąt podczas transformacji Hougha. Różnice w uzyskanych maksimach przedstawia rysunek 1.23.



Rys. 1.23. Zmiany w maksimach Hougha w zależności od inkrementacji kąta

Zmniejszanie inkrementacji kąta wprowadza niewielkie zmiany. Pewne maksima zostają uwydatnione, natomiast inne znikają (rozmywają się). Do dalszej analizy należy odciąć tło, stanowiące swoisty szum. Określenie poziomu odcięcia stanowi kolejny problem, którego nie można rozwiązać analitycznie. Ustawienie niskiego poziomu zwiększa czas obliczeń i powoduje, że zamiast jednej prostej otrzymuje się pęk prostych o zbliżonych nachyleniach i wyrazach wolnych. Z kolei wysoki poziom odcięcia spowoduje, że część prostych nie zostanie rozpoznana.

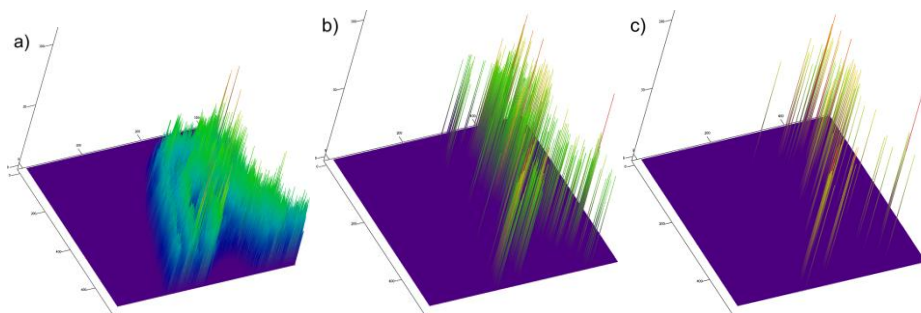
Obrazy rzeczywiste mają znacznie bardziej złożony rozkład tonalny (lub barwny) związany z oświetleniem fotografowanego przedmiotu. W warunkach laboratoryjnych istnieją pewne możliwości sterowania oświetleniem, ale nawet wówczas występują trudności przy wyszukiwaniu odcinków na zarejestrowanych obrazach. Sytuacja ta jest przedstawiona na rysunku 1.24.



Rys. 1.24. Obraz rzeczywisty i obraz z wykrytymi krawędziami

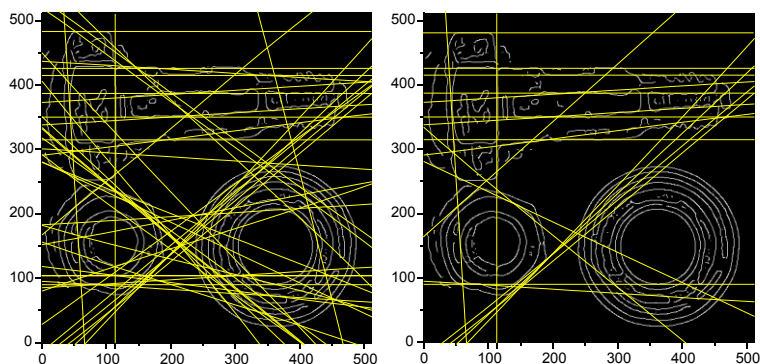
Pomimo zastosowania tzw. przedniego oświetlenia bezcieniowego [55] są zauważalne cienie przy łbie śruby i przy nakrętce oraz smugi na śrubie (rys. 1.24a). Obróbka wstępna uwydatniła krawędzie, ale nie zlikwidowała całkowicie cieni (rys. 1.24b), których krawędzie są widoczne na obrazie

binarnym (rys. 1.24c). Duża liczba odcinków powoduje, że po transformacji otrzymuje się dużą liczbę maksimów lokalnych (rys. 1.25a). Przez ustawienie progu czułości eliminuje się znaczną liczbę maksimów (rys. 1.25b – 50% wartości maksymalnej, rys. 1.25c – 56% wartości maksymalnej).



Rys. 1.25. Maksima po transformacji Hougha

Na rysunku 1.26 przedstawiono linie odtworzone na podstawie maksimów z przestrzeni parametrycznej (liczba maksimów taka jak na rys. 1.25b i 1.25c). Niestety, wartość progowa musi być ustalana eksperymentalnie, co wydłuża czas analizy, a uzyskane rezultaty są gorsze niż w przypadku prostego obrazu testowego z rysunku 1.22.



Rys. 1.26. Proste odtworzone na podstawie obrazu binarnego

Znajdowanie linii prostych, a właściwie odcinków, na obrazach ma duże znaczenie w kartografii wykorzystującej zdjęcia lotnicze. W inżynierii procesowej większe znaczenie ma rozpoznawanie na obrazach obszarów kolistych i eliptycznych, np. obrazów pęcherzyków gazu lub kropli emulsji. W porównaniu do linii prostej okrąg stanowi prostszy przypadek, ponieważ parametry okręgu są bezpośrednio przenoszone do przestrzeni parametrycznej. W układzie prostokątnym równanie okręgu ma postać

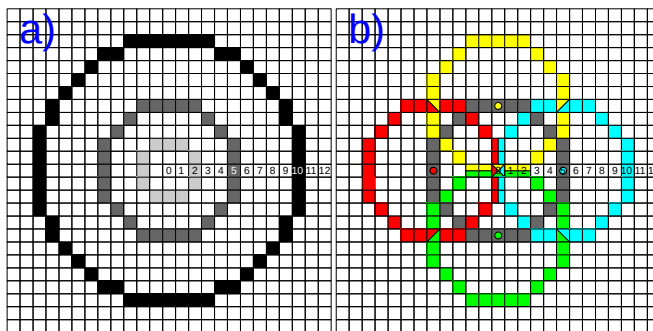
$$r^2 = (x - a)^2 + (y - b)^2 \quad (1.8)$$

gdzie parametry a i b oznaczają odpowiednio współrzędne środka okręgu we współrzędnych kartezjańskich, a parametr r określa promień okręgu. Transformacja Hougha prowadzi do układu równań

$$\begin{cases} x = a + r \cdot \cos \alpha \\ y = b + r \cdot \sin \alpha \end{cases} \quad (1.9)$$

Tak więc przestrzeń parametrów dla okręgu jest trójwymiarowa, podczas gdy dla linii prostej jest to przestrzeń jedynie dwuwymiarowa. Gdy więc rośnie liczba parametrów (wymiar przestrzeni parametrów), wzrasta również złożoność transformacji Hougha.

Kolejny problem przy wyszukiwaniu okręgów na obrazach cyfrowych wynika z nieciągłości tychże obrazów, pomimo stosowania najdoskonalszych algorytmów [34]. Struktura rastrowa powoduje, że okręgi o małych promieniach są kształtem zbliżone do kwadratów (rys. 1.27a). To z kolei będzie powodowało pewne „rozmycie” piksu oraz spowoduje, że dla nieco mniejszych lub nieco większych promieni rysowanych okręgów (łuków) również uzyska się maksima w środku poszukiwanego okręgu.



Rys. 1.27. Obraz rastrowy okręgów o małych średnicach i cztery okręgi rysowane w celu znalezienia maksimum Hougha

Transformacja Hougha może być użyta do określenia rozmiarów obiektów o kształcie eliptycznym, ale wymaga to określenia pięciu parametrów: współrzędne środka $\tilde{x}, \tilde{y}$, długości półosi a i b oraz kąt α między dłuższą osią a poziomem. Wysiłek obliczeniowy i konieczna duża pamięć operacyjna dla akumulatora przy znacznej liczbie obiektów o zróżnicowanych wymiarach ograniczają stosowalność tej metody. Dlatego w przypadku obiektów eliptycznych w ostatnich latach jest rozwijana metoda oparta na metodzie najmniejszych kwadratów. Punktem wyjścia jest równanie ogólne krzywych drugiego stopnia (stożkowych)

$$A \cdot x^2 + 2 \cdot B \cdot x \cdot y + C \cdot y^2 + 2 \cdot D \cdot x + 2 \cdot E \cdot y + F = 0 \quad (1.10)$$

gdzie $A^2 + B^2 + C^2 > 0$. Krzywą stopnia drugiego można wyznaczyć przez pięć danych punktów płaszczyzny [37, 38]. Zwykle jednak krawędź obrazu

pęcherzyka odbiega od kształtu eliptycznego i można jedynie znaleźć elipsę najmniej odbiegającą od kształtu krawędzi. Ten warunek można spełnić stosując metodę najmniejszych kwadratów dla wielu zmiennych.

Po wyodrębnieniu z obrazu ciągu pikseli (o współrzędnych x_i, y_i) stanowiących krawędź obiektu można zapisać równanie

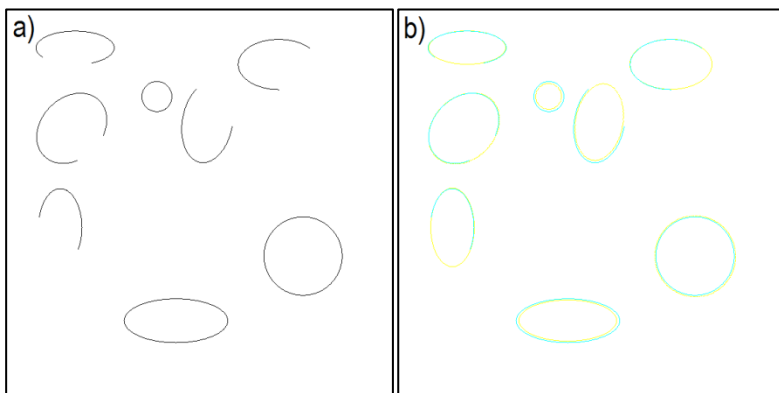
$$\begin{bmatrix} \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ x_i^2 & 2 \cdot x_i \cdot y_i & -2 \cdot x_i & -2 \cdot y_i & -1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varnothing_1 \\ \varnothing_2 \\ \varnothing_3 \\ \varnothing_4 \\ \varnothing_5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vdots \\ -y_i^2 \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (1.11)$$

pozwalające obliczyć wartości parametrów $\varnothing_i$. Na ich podstawie można obliczyć parametry elipsy

$$\begin{aligned} \tilde{x} &= \frac{\varnothing_3 - \varnothing_2 \cdot \varnothing_4}{\varnothing_1 - \varnothing_2^2}; \quad \tilde{y} = \frac{\varnothing_1 \cdot \varnothing_4 - \varnothing_2 \cdot \varnothing_3}{\varnothing_1 - \varnothing_2^2}; \quad \alpha = 0,5 \cdot \arctan \frac{2 \cdot \varnothing_2}{\varnothing_1 - 1} \\ a &= \sqrt{\frac{2 \cdot (\varnothing_5 + \tilde{y} + \varnothing_1 \cdot \tilde{x}^2 + 2 \cdot \tilde{x} \cdot \tilde{y} \cdot \varnothing_2)}{1 + \varnothing_1 - \sqrt{(1 - \varnothing_1)^2 + 4 \cdot \varnothing_2^2}}} \\ b &= \sqrt{\frac{2 \cdot (\varnothing_5 + \tilde{y} + \varnothing_1 \cdot \tilde{x}^2 + 2 \cdot \tilde{x} \cdot \tilde{y} \cdot \varnothing_2)}{1 + \varnothing_1 + \sqrt{(1 - \varnothing_1)^2 + 4 \cdot \varnothing_2^2}}} \end{aligned} \quad (1.12)$$

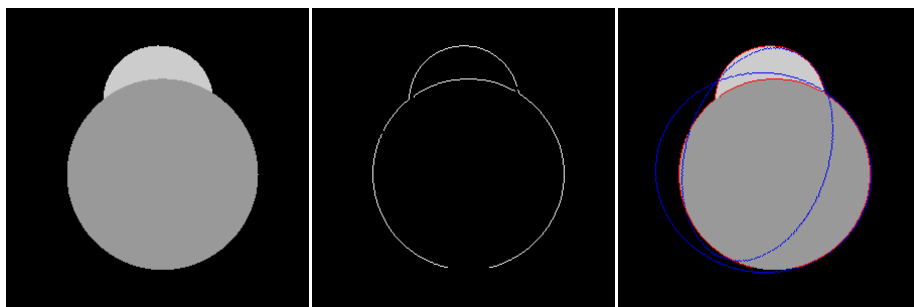
o ile takie rozwiązanie istnieje, co można stwierdzić badając wartości niezmienników krzywych stopnia drugiego. Ze względu na kolumnę jednostkową występującą w macierzy w zależności (1.11) konieczne jest użycie do obliczeń rachunku macierzowego [39, 40]. Dane literaturowe [41-50] sugerują dużą skuteczność opisanej metody w rozpoznawaniu kształtów eliptycznych, ale dotychczas brak jest informacji o stosowaniu tej metody do obrazów pęcherzyków gazu dyspergowanego w cieczy, gdzie liczebność obiektów jest znacznie większa.

Przeprowadzone na rysunkach testowych próby z użyciem własnego oprogramowania potwierdzają dobre działanie opisanej metody. Na rysunku 1.28a przedstawiono obiekty eliptyczne, a na rysunku 1.28b kolorem żółtym są zaznaczone znalezione elipsy.



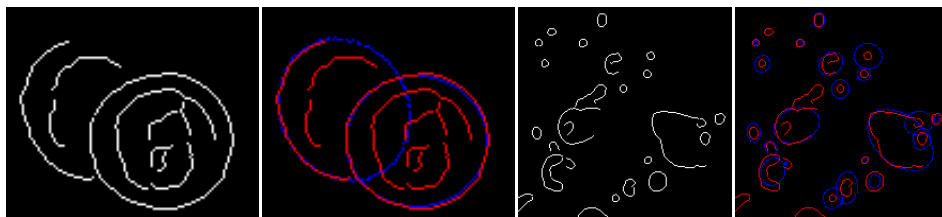
Rys. 1.28. Obiekty eliptyczne i znalezione elipsy

Dalsze próby wykazały, że w przypadkach dużej wypukłości łuku eliptycznego do prawidłowego zidentyfikowania elipsy wystarcza około 1/4 jej obwodu. Natomiast gdy wypukłość łuku jest mała lub odbiega on kształtem od eliptycznego (przebiegła), znacznie zmniejsza się dokładność metody, co pokazuje rysunek 1.29.



Rys. 1.29. Znajdywanie elips na rysunku testowym

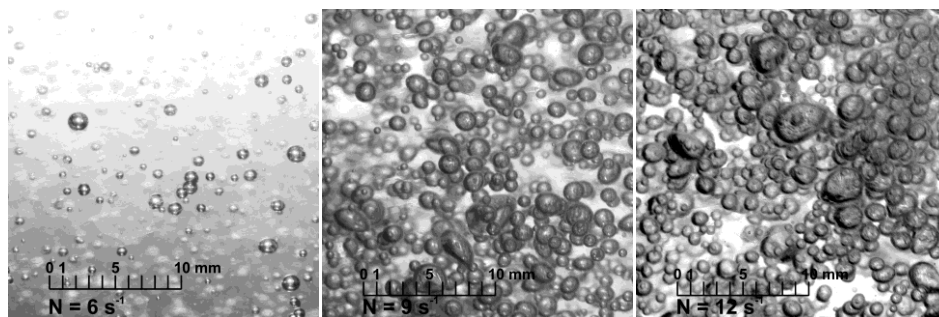
W przypadku konturów uzyskanych ze zdjęć pęcherzyków gazu również udaje się uzyskać dobre rezultaty (rys. 1.30 – program automatycznie usunął elipsy zawarte wewnątrz większych elips), chociaż w przypadku małych obiektów odchylenia są znaczne.



Rys. 1.30. Krawędzie obrazów pęcherzyków i znalezione elipsy

Uzyskanie dużych obrazów pęcherzyków (dużej skali odwzorowania β) wymaga zmniejszenia odległości przedmiotowej, tj. odległości od przedmiotu do punktu głównego przedmiotowego obiektywu (w przybliżeniu do środka obiektywu). Zwiększanie skali odwzorowania powoduje jednak zmniejszanie się głębi ostrości, co powoduje rozmycie krawędzi obiektów znajdujących się poza strefą ostrości. Powoduje to konieczność stosowania podczas fotografowania większych liczb przysłony. Np. przy skali odwzorowania $\beta = 0,5$ (tzn. obraz ma dwukrotnie mniejsze wymiary od przedmiotu) i liczbie przysłony $F = 8$ głębokość ostrości wynosi 4,8 mm. Zwiększenie liczby przysłony do wartości $F = 16$, czemu towarzyszy czterokrotne zmniejszenie natężenia oświetlenia, powiększa głębokość do 9,6 mm [51, 52]. Dla skali odwzorowania $\beta = 1$ odpowiednie wartości wynoszą 1,6 i 3,2 mm. Ponieważ są to wielkości zbliżone do rozmiarów

pęcherzyków, to dla zapewnienia dostatecznej głębi ostrości należy zastosować jeszcze większe liczby przysłony. Wówczas jednak dochodzi do dużej dyfrakcji fal świetlnych na krawędziach listków przysłony, co powoduje spadek zdolności rozdzielczej obiektywu i pogorszenie jakości obrazu [10, 53] (dyfrakcja powoduje, że nawet w bezaberracyjnym układzie optycznym obrazem punktu jest krążek rozproszenia). Pogorszenie ostrości konturów na obrazach wyjściowych powoduje w następstwie powstanie nieciągłości w krawędziach obrazów pęcherzyków i zmniejszenie poprawności określania parametrów elips. Na rysunku 1.31 przedstawiono fragmenty zdjęć o skali odwzorowania $\beta = 0,4$ wykonanych przy tylnym oświetleniu dwoma lampami błyskowymi dla liczby przysłony $F = 22$. Mimo iż głębia ostrości wynosi w tych warunkach około 19 mm, a użyty obiektyw Sigma 50 mm f/2.8 EX DG Macro ma bardzo dobre parametry optyczne [54], to uzyskane obrazy nie są ostre (pewien wpływ na ostrość prezentowanych zdjęć może mieć również rozpraszanie światła na powierzchni międzyczazowej, ale jest on trudny do określenia).



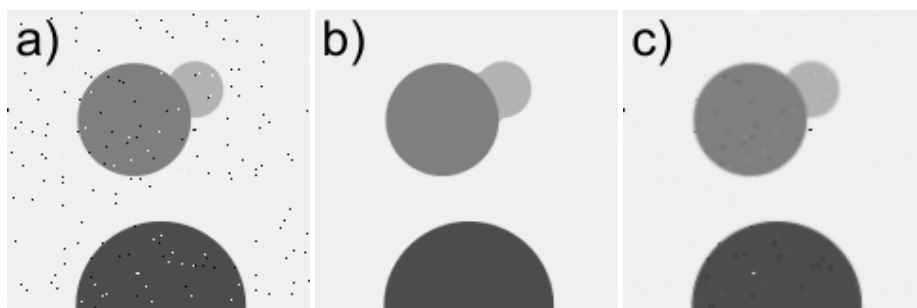
Rys. 1.31. Pęcherzyki gazu w roztworze NaCl przy różnych częstościach obrotowych samozasysającego mieszadła tarczowego ($H = 300$ mm)

Ostrość brzegowa fotografowanych obiektów ma wpływ na wyniki uzyskiwane w trakcie działania programów określających kontury, gdyż poza nielicznymi wyjątkami ich działanie jest oparte na gradiencie jasności sąsiadujących ze sobą pikseli obrazu.

Dodatkowy problem przy rozpoznawaniu kształtów stanowi zaszumienie obrazu wynikające m.in. z elektronicznego wzmacniania obrazu w celu uzyskania dużych ekwiwalentów czułości matrycy. Jednak przypadku pomiarów wielkości pęcherzyków w oparciu o zdjęcia wykonane metodą PIV za szum można uważać obrazy cząstek trasera. Szumy są czynnikiem, który może negatywnie wpływać na cyfrową analizę obrazu. Dlatego też we wstępnej obróbce obrazu często stosuje się tzw. cyfrowe filtry odszumiające. Wybór algorytmu dla takiego filtru ma znaczny wpływ na efekt końcowy [35, 56].

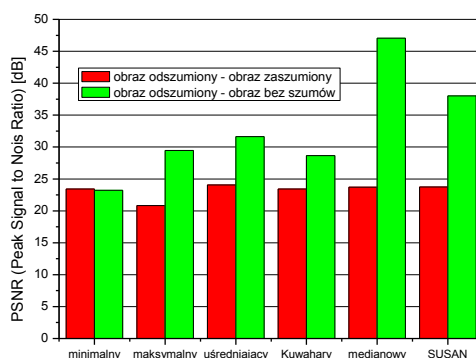
Próby przeprowadzone na obrazie testowym z dodanym szumem typu *sól i pieprz* o poziomie $r = 1\%$ wykazały, że najlepsze rezultaty dają cyfrowe filtry medianowe [27] i filtr SUSAN [36]. Zaszumiony obraz przedstawiono na

rysunku 1.32a, natomiast efekty działania filtra medianowego przedstawia rysunek 1.32b, a filtra SUSAN rysunek 1.32c.



Rys. 1.32. Obraz z szumem *sól i pieprz* i efekty działania filtrów odsumiających

Wyboru najlepszych filtrów dokonano w oparciu o wartość stosunku piku sygnału do szumu (PSNR – peak signal to noise ratio), a uzyskane rezultaty przedstawiono na rysunku 1.33.



Rys. 1.33. Porównanie efektywności odsumiania różnych filtrów cyfrowych

Analizując rysunek 1.32 można stwierdzić, że filtry odsumiające powodują spadek ostrości konturowej obrazu, czyli zmniejszenie gradientu. To z kolei wpływa na jakość wykrywania krawędzi metodami gradientowymi. Jednak ze względu na stosowanie elektronicznego wzmacniania obrazu (czyli możliwości użycia większych ekwiwalentów czułości matrycy), które generuje również szumy, prowadzone są prace nad udoskonalaniem algorytmów odsumiania obrazu przy jak najmniejszej utracie jego ostrości. Pozostaje więc mieć nadzieję, że algorytmy te zostaną opublikowane.

1.1. Literatura

- [1] Чиби́сов К.В., *Общая фотография*, Искусство, Москва, 1984.
- [2] http://pl.wikipedia.org/wiki/Plik:Camera_obscura_1.jpg.
- [3] Поллак П., *Из истории фотографии*, Планета, Москва, 1983.
- [4] http://pl.wikipedia.org/wiki/Fotografia_otworkowa, dostęp 9.09.2014.
- [5] <http://www.fotopolis.pl/index.php?n=3527&fotografia-otworkowa-kompendium-cz1>, dostęp 9.09.2014.
- [6] Latoś H., 1000 słów o fotografii, Wydawnictwo MON, Warszawa, 1979.
- [7] http://pl.wikipedia.org/wiki/Obiektyw_Petzvala, dostęp 9.09.2014.
- [8] Paciorkiewicz P., *Foto stare aparaty - Wyposażenie i akcesoria*, FOTO, 2, 1988.
- [9] www.masters-of-photography.com/M/muybridge/muybridge_galloping_horse_full.html, dostęp 9.09.2014.
- [10] Апенко М.И., Дубовик А.С., *Прикладная оптика*, Наука, Москва, 1982.
- [11] Шульман М.Я., *Фотоаппараты*, Машиностроение, Ленинград, 1984.
- [12] Pohl W.G., *Peter Salcher und Ernst Mach Schlierenfotografie von Überschall-Projektilen*, ze strony <http://pluslucis.univie.ac.at/PlusLucis/031/s22.pdf>
- [13] Praca zbiorowa, *Мир фотографии*, Планета, Москва, 1989.
- [14] Settles G.S., *Schlieren and shadowgraph techniques*, Springer-Verlag, Berlin, 2006.
- [15] Stelmach J., Rzyski E., Tomalczyk M., *Technika rejestracji obrazu w procesie mieszania układów dwufazowych*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 42 (34), 5s, 2003.
- [16] Merzkirch W., *Flow visualization*, Academic Press, New York & London, 1974.
- [17] Mavros P., *Flow visualization in stirred vessels. A review of experimental techniques*, Trans. IChemE, 79, Part A, 2001.
- [18] <http://www.dantedynamics.com/Default.aspx?ID=1046>, dostęp 9.09.2014.
- [19] <http://www.lavision.de/en/techniques/piv.php>, dostęp 9.09.2014.
- [20] Koo Y., Kim W., *An image resolution enhancing technique using adaptive sub-pixel interpolation for digital still camera system*, Transactions on Consumer Electronics, 45, 1, ss. 118-123, 1999.
- [21] Roesgen T., *Optimal subpixel interpolation in particle image velocimetry*, Experiments in Fluids, 35, ss. 252-256, 2003.
- [22] Nobach H., Damaschke N., Tropea C., *High-precision sub-pixel interpolation in particle image velocimetry image processing*, Experiments in Fluids, 39, ss. 299-304, 2005.
- [23] Westerweel J., *Theoretical analysis of the measurement precision in particle image velocimetry*, Experiments in Fluids [Supplement], ss. S3-S12, 2000.
- [24] Quinte B.M., Tarasyuk V., Mebrahtu H., Hornsey R., *Determining star-image location: A new sub-pixel interpolation technique to process image centroids*, Computer Physics Communications, 177, ss. 700-706, 2007.
- [25] Scarano F., Riethmuller M.L., *Advances in iterative multigrid PIV image processing*, Experiments in Fluids, [Supplement], ss. S51-S60, 2000.
- [26] Kuncewicz Cz., Stelmach J., *Zastosowanie autokorelacji do określania prędkości pęcherzyków gazu na podstawie zdjęć z podwójną ekspozycją*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 49 (41), 1, ss. 63-64, 2010.
- [27] Malina W., Smiatacz M., *Cyfrowe przetwarzanie obrazów*, EXIT, Warszawa 2008.

- [28] Kuncewicz Cz., Stelmach J., *Wykrywanie krawędzi obrazów pęcherzyków*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 48 (40), 6, ss. 113-114, 2009.
- [29] Vega-Alvarado L., Taboada B., Galindo E., Corkidi G., *Hough transform based method for air bubbles and oil drops segmentation in dispersions occurring in stirred bioreactors*, Materiały 25th Annual International Conference of the IEE EMBS, Cancun, Meksyk, 2003.
- [30] Smerka M., Dulęba I., *Circular object detection using a modified Hough transform*, International Journal of Applied Mathematics and Computer Science, 18, 1, ss. 85-91, 2008.
- [31] Bennett N., Burrridge R., Saito N., *A method to detect and characterize ellipses using the Hough transform*, IEE Transactions on Pattern Analysis & Machine Intelligence, 21, 7, ss. 652-657, 1999.
- [32] Pietrowcew A., *Face detection in colour images using fuzzy Hough transform*, Opto-electronics Review, 11, 3, ss. 247-251, 2003.
- [33] Stelmach J., Pietrzykowski M., *Użycie transformacji Hougha do określania rozmiarów pęcherzyków gazu w wodzie*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 48 (40), 6, ss. 180-181, 2009.
- [34] http://www.ecse.rpi.edu/Homepages/wrf/Research/Short_Notes/bresenham.html, dostęp 9.09.2014.
- [35] Kiryati N., Kälviäinen H., Alaoutinen S., *Randomized or probabilistic Hough transform: unified performance evaluation*, Pattern Recognition Letters, 21, ss. 1157-1164, 2000.
- [36] Nistico W., Schwiigelshohn U., Hebbel M., Dahm I., *Real-time structure preserving image noise reduction for computer vision on embedded platforms*, Materiały International Symposium on Artificial Life and Robotics, AROB X, 2005.
- [37] *Poradnik matematyczny*, Praca zbiorowa, PWN, Warszawa 1980.
- [38] *General equation of ellipse*, <http://www.juanrayces.com/EikonalTidbits/General%20equation%20of%20the%20ellipse.pdf>, dostęp 4.09.2014.
- [39] Czermiński J.B., Iwasiewicz A., Paszek Z., Sikorski A., *Metody statystyczne dla chemików*, PWN, Warszawa 1986.
- [40] Achnazarowa S.L., Kafarow W.W., *Optymalizacja eksperymentu w chemii i technologii chemicznej*, WNT, Warszawa 1982.
- [41] Prasad D.K., Leung M.K.H., *Error analysis of geometric ellipse detection method due to quantization*, Proc. of Fourth Pacific-Rim Symposium on Image and Video Technology, Singapore 2010.
- [42] Kanatani K., Rangarajan P., *Hyper least squares fitting of circles and ellipses*, Computational Statistics and Data Analysis, 55, ss. 2197-2208, 2011.
- [43] Schleicher D.C.H., Zagar B.G., *Image processing and concentric ellipse fitting to estimate the ellipticity of steel coils*, Image Processing, Chapter 12, <http://www.intechopen.com/books/image-processing>, dostęp 3.09.2014.
- [44] Leung M.K.H., Prasad D.K., *Methods for ellipse detection from edge maps of real images*, Machine Vision – Applications and Systems, Chapter 7, <http://www.intechopen.com/books/machine-vision-applications-and-systems>, dostęp 4.09.2014.
- [45] Chaudhuri D., *A simple least squares method for fitting of ellipses and circles depends on border points of a two-tone image and their 3-D extensions*, Pattern Recognition Letters, 31, ss. 818-829, 2010.

- [46] Leung M.K.H., Prasad D.K., *An ellipse detection method for real images*, IEEE Xplore Digital Library, http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=6148816&tag=1, dostęp 4.09.2014.
- [47] Gander W., Golub G.H., Strebler R., *Least-squares fitting of circles and ellipses*, <http://www.emis.de/journals/BBMS/Bulletin/sup962/gander.pdf>, dostęp 4.09.2014.
- [48] Kaewapichai W., Kaewtrakulpong P., *Robust ellipse detection by fitting randomly selected edge patches*, <http://waset.org/Publication/robust-ellipse-detection-by-fitting-randomly-selected-edge-patches/14384>, dostęp 4.09.2014.
- [49] Halif R., Flusser J., *Numerically stable direct least square fitting of ellipses*, <http://autotrace.sourceforge.net/WSCG98.pdf>, dostęp 4.09.2014.
- [50] Ahn S.J., Rauh W., Warnecke H.-J., *Least-square orthogonal distances fitting of circle, sphere, ellipse, hyperbola, and parabola*, Pattern Recognition, 34, ss. 2283-2303, 2001.
- [51] Kreyser R., *Fotografujemy z bliska małe przedmioty*, WNT, Warszawa 1988.
- [52] Tölke A., Tölke I., *Fotografujemy i filmujemy obiekty makroskopowe*, WNT, Warszawa 1981.
- [53] Гурлев Д.С., *Справочник по фотографии (фотосъемка)*, Техника, Киев 1989.
- [54] http://www.optyczne.pl/index.html?test=obiektywu&test_ob=74, dostęp 4.09.2014.
- [55] Spelda H., *Fotografia materiałów i przedmiotów*, WNT, Warszawa 1979.
- [56] Ляшко И.И., Диденко В.П., Цитрицкий О.Е., *Фильтрация шумов*, Наукова думка, Киев 1979.
- [57] Visuri O., Laakkonen M., Aittamaa J., *A digital imaging technique for the analysis of local inhomogeneities from agitated vessels*, Chemical Engineering & Technology, 30, ss. 1692-1699, 2007.
- [58] Ju W., Huang X., Wang Y., Shi L., Zhang B., *An investigation of the flow field of viscoelastic fluid in a stirred vessel*, Materiały 10th European Conference on Mixing, ss. 313-320, Delft, Holandia, 2000.

2. CEL MONOGRAFII

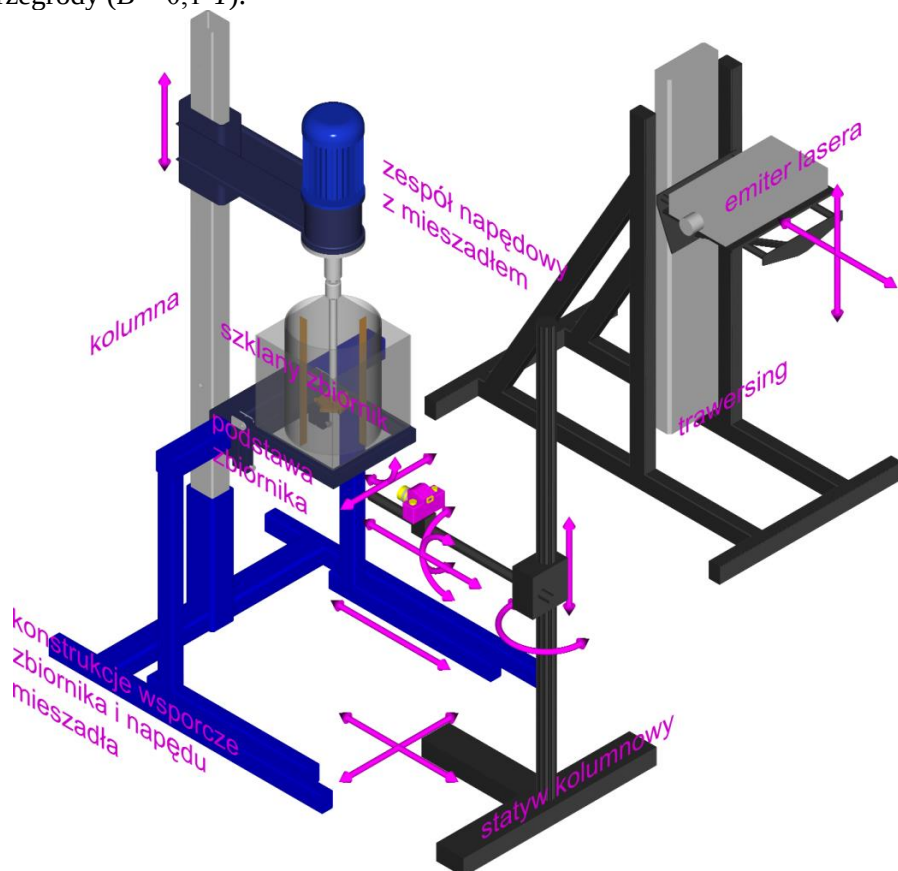
Celem monografii jest przeanalizowanie stosowalności i użyteczności różnych metod pomiarowych do określania prędkości faz w mieszalniku podczas mieszania układów jedno- i dwufazowych gaz-ciecz oraz do określania rozmiarów pęcherzyków. Omówione zostaną jedynie metody stosowane i sprawdzone w Katedrze Aparatury Procesowej PŁ. Dokonana też zostanie próba porównania dokładności metod używanych w przeszłości z nowoczesnymi technikami pomiarowymi, mająca na celu wykazanie, że wcześniej uzyskane wyniki były nie mniej dokładne od uzyskiwanych obecnie. Zachodzący w ostatnich latach postęp w elektronicznej rejestracji obrazów częściowo już zdezaktualizował wcześniej poczynione uwagi na temat technik rejestracji obrazu. Podjęte też zostaną próby odniesienia przedstawianych zjawisk do modeli matematycznych opisanych w literaturze przedmiotu.

Znaczna część przedstawionego w monografii materiału była prezentowana na konferencjach naukowych i została opublikowana w periodykach naukowych. Jednak ze względu na ograniczoną objętość tych publikacji, część materiału nie została tam umieszczona i znalazła swe miejsce w monografii. Z tego też względu rzadko w literaturze można spotkać informacje o ograniczeniach metod pomiarowych, zarówno fizycznych, jak i technologicznych. Na szczęście te drugie są pokonywane i należy się spodziewać, że za kilka czy kilkanaście lat część uwag zawartych w monografii stanie się nieaktualna.

Pominięte natomiast zostaną metody wykorzystujące fotografię cieniową i schlirenowską mogące znaleźć zastosowanie w pomiarach wymiany ciepła podczas mieszania. Pomimo potencjalnych możliwości wynikających z posiadania dwóch kamer dotychczas nie użyto systemu *PIV* do jednoczesnego pomiaru trzech składowych prędkości (stereo *PIV*). Natomiast tylko częściowo wykorzystano możliwości systemu o angielskiej nazwie Laser Induced Fluorescence (*LIF*) stosując cząstki trasera z barwnikiem fluorescencyjnym, ale nie przeprowadzono badań, w których barwnik jest dodawany do mieszanej cieczy, dzięki czemu system może być użyty w pomiarach procesu mieszania z wymianą ciepła.

3. STANOWISKO BADAWCZE

Omówione w dalszej części monografii metody stosowano w pomiarach prowadzonych w szklanym płaskodennym zbiorniku o średnicy wewnętrznej $T = 292 \text{ mm}$ (rys. 3.1). W zbiorniku były zainstalowane cztery standardowe przegrody ($B = 0,1 \cdot T$).



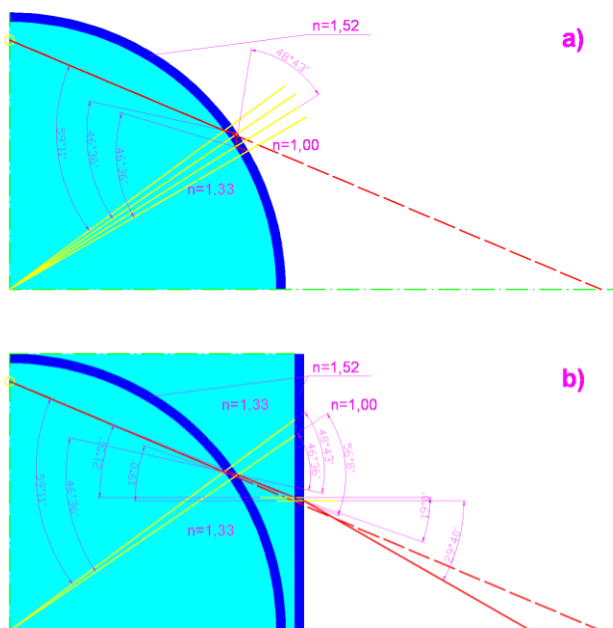
Rys. 3.1. Schemat stanowiska pomiarowego z zaznaczonymi możliwymi kierunkami ruchu

Zbiornik cylindryczny był umieszczony w drugim, prostopadłościennym zbiorniku z możliwością wypełnienia przestrzeni między zbiornikami cieczą roboczą w celu minimalizacji zniekształceń powodowanych przez ściankę cylindryczną, co ilustruje rysunek 3.2. Stosując znaną z optyki zależność

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} \quad (3.1)$$

w której: n_1, n_2 – bezwzględne współczynniki załamania światła ośrodków 1 i 2, α – kąt między promieniem padającym a normalną do powierzchni wystawioną

w punkcie padania w ośrodku 1, β – kąt między promieniem a normalną w ośrodku 2, można wykazać (rys. 3.2a), że gdy biegnący ze skrajnej części mieszalnika promień światła osiąga granicę ośrodków szkło-powietrze, może dojść do całkowitego wewnętrznego odbicia, gdyż kąt graniczny wynosi około $\beta_{gr} = 41^\circ$. Nie dochodzi do tego, gdy przestrzeń między zbiornikiem cylindrycznym a prostopadłościennym jest wypełniona cieczą roboczą (rys. 3.2b).



Rys. 3.2. Przebieg promienia świetlnego z wnętrza mieszalnika

Zbiornik był umieszczony na podstawie, którą można przesuwając w dwu prostokątnych do siebie kierunkach oraz regulować jej kąt nachylenia względem poziomu. Regulację wysokości umieszczenia mieszadła w zbiorniku zapewnia przesuwany wzdłuż kolumny zespół napędowy z silnikiem o mocy 0,75 kW o częstotliwości obrotowej regulowanej falownikiem i kontrolowanej tachometrem *Monarch ACT-1B* z czujnikiem optycznym *ROS-W*. Dokładność pozycjonowania mieszadła względem zbiornika wynosi około 0,25 mm.

Po umieszczeniu zbiornika na podstawie jego dno znajduje się na wysokości około 1 m nad poziomem tak, aby możliwe było umieszczenie pod zbiornikiem sprzętu rejestrującego i wygodne operowanie nim. Najczęściej używany był jeden aparat fotograficzny lub kamera filmowa zamocowana poprzez głowicę statywową *Manfrotto 405 Pro* do belki statywu kolumnowego *Manfrotto*

Mini Salon 190. W przypadku równoczesnego użycia drugiego aparatu (lub kamery) stosowano dodatkowy statyw trójnożny. Na rysunku 3.1 przedstawiono możliwości przemieszczania aparatu względem podstawy statywu kolumnowego. Cały statyw ma możliwość poruszania się po podłożu i blokowania położenia w wybranym miejscu.

Do rejestracji zjawisk zachodzących podczas mieszania używano:

- analogowych aparatów fotograficznych *Praktica MTL5* i *Canon EOS50E* oraz skanera *Epson Perfection 3200 PHOTO* o rozdzielczości do 3200 dpi,
- cyfrowych aparatów fotograficznych *Canon EOS20D* (3504x2336 px) i *Canon EOS5D Mk. II* (5616x3744 px),
- cyfrowych kamer wideo *Panasonic NV-DS5EG* (720x576 px),
- cyfrowych kamer wideo *Redlake 500C* (480x420px) o szybkości filmowania do 500 kl/s,
- kamer *ImagerPro 4M* (2048x2048 px) wchodzących w skład systemu PIV firmy *LaVison*.

Do fotografowania używano przede wszystkim obiektywów: *Flektogon 35 mm f/2,4*, *Pentacon 50 mm f/1,8*, *Vario-Pancolar 35-70 mm f/2,4-2,8*, *Canon EF 50 mm f/1,8*. Kamera *Panasonic* była wyposażona w obiektyw zmiennoogniskowy, natomiast do kamer *Redlake* zamontowano obiektywy *Pentax 12 mm f/1,2*. Kamera *ImagerPro* posiada złącze z gwintem M42x1 i używano z nią wcześniej wymienione obiektywy, a przez złącze przejściowe również obiektyw *Nikkor 50 mm f/1,8*. Złącze z gwintem M42x1 pozwala na zastosowanie taniej i dobrej jakościowo optyki wyprodukowanej pod koniec XX w. m.in. w byłym NRD, jak również poprzez pierścień redukcyjny M42x1/M39x1 obiektywów typu *Industar* i *Jupiter* produkcji byłego ZSRR.

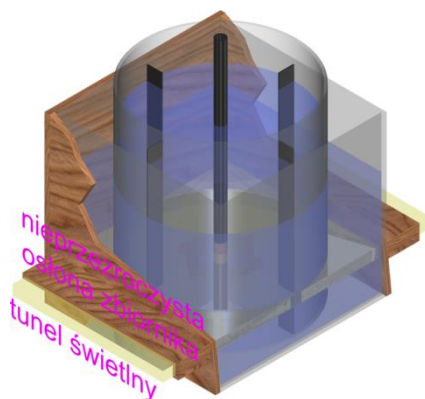
W przypadku aparatów *Praktica* stosowano ustawienie z prostopadłymi do siebie osiami optycznymi obiektywów i synchronicznym wyzwalaniem migawek podwójnym wężykiem spustowym. Synchronicznej rejestracji obrazów dokonano również używając dwóch kamer w systemie PIV stosując układ z przecinającymi się osiami optycznymi obiektywów. W tym przypadku równoczesną rejestracją obrazów sterował komputer.

Do oświetlania wnętrza mieszalnika były stosowane:

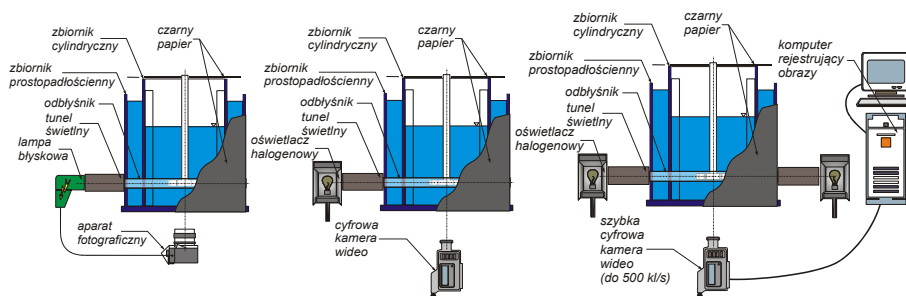
- oświetlacze halogenowe o mocy 1000 W (ze względu na generowanie dużej ilości ciepła ograniczano ich czas pracy, a w przypadku podwyższenia temperatury wody w zbiorniku zewnętrznym wymieniano ją na schłodzoną, aby zminimalizować zmiany własności fizykochemicznych cieczy w zbiorniku cylindrycznym),
- lampą błyskowa *Metz 40 MZ-3i* o liczbie przewodniej 40 m dla ogniskowej obiektywu zdjęciowego $f = 50$ mm i czułości 100/21°ISO z możliwością oświetlenia stroboskopowego o maksymalnej częstotliwości 33 Hz,

- lampa błyskowa *Canon Speedlite EX580 II* o liczbie przewodniej 58 m dla ogniskowej obiektywu zdjęciowego $f=105\text{ mm}$ i czułości 100/21°ISO z możliwością oświetlenia stroboskopowego o maksymalnej częstotliwości 200 Hz,
- laser dwuimpulsowy Nd:YAG o maksymalnej mocy 135 mW i maksymalnej częstotliwości błysków 15 Hz wchodzący w skład systemu PIV.

Oświetlacze halogenowe i lampy błyskowe były mocowane do statywów i mogły oświetlać całe wnętrze mieszalnika lub wybrany jego fragment przy użyciu zbudowanych ze sklejk tuneli świetlnych, których schemat użycia przedstawiono na rysunkach 3.3 i 3.4. Tunele świetlne umożliwiają selektywne oświetlenie tylko części mieszalnika i rejestrację zjawisk zachodzących tylko w oświetlonym fragmencie. Ze względu na wymagania dotyczące strumienia świetlnego dochodzącego do warstwy światłoczułej, najmniejsza jego wysokość wynosiła około 10 mm. Jeszcze większą selektywność zapewnia nóż świetlny wytwarzany przez układ optyczny oświetlacza laserowego systemu PIV, gdyż jego grubość może być zmieniana w zakresie od 0,5 do 2 mm.



Rys. 3.3. Idea tunelu świetlnego do oświetlenia wybranego fragmentu mieszalnika



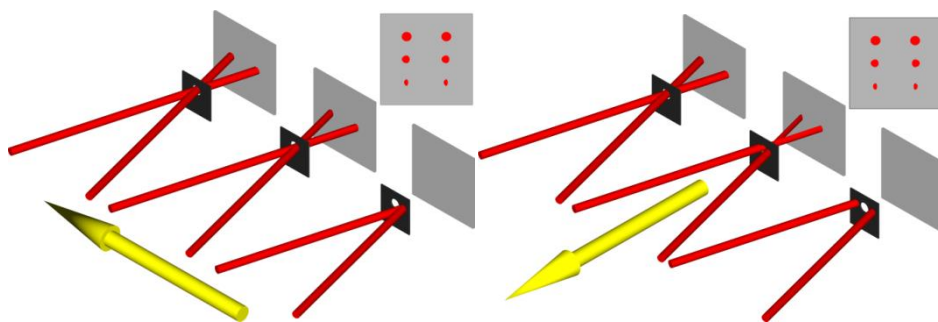
Rys. 3.4. Przykładowe ustawienia oświetlaczy w połączeniu ze sprzętem rejestrującym obrazy

Emiter lasera dwuimpulsowego był zamocowany do konstrukcji ustawionej w stałej odległości od mieszalnika i umożliwiającej jego przesuwanie w dwu wzajemnie prostopadłych płaszczyznach. Zmianę kąta rozwarcia promieni uzyskiwano przez zmianę soczewki cylindrycznej na soczewkę o innej ogniskowej.

Stosowanych w pomiarach kombinacji układu oświetleniowego i zdjęciowego jest na tyle dużo, że szczegółowe ustawienia będą przedstawiane przy omawianiu konkretnych pomiarów.

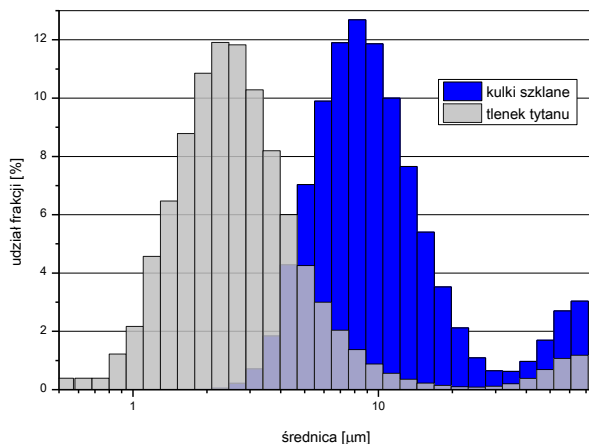
Do pomiarów prędkości cieczy używano również dopplerowskiego anemometru laserowego firmy DANTEC z procesorem sygnału BSA T58N10 pracującego z laserem o długości fali $\lambda = 514,7 \text{ nm}$ i mocy $P = 100 \text{ mW}$. Wyniki uzyskane tą metodą wielokrotnie będą traktowane jako dane odniesienia dla innych omawianych metod.

Wszelkie metody pomiarowe wymagają czynności przygotowawczych i/lub kalibracji. W przypadku metody LDA konieczne jest ustawienie objętości pomiarowej w wybranym punkcie mieszalnika. Do dokładnego wyjustowania układu stosowano metodę otworkową, której ideę przedstawia rysunek 3.5. Otwór w cienkiej blaszce ustawiano w wybranym punkcie pomiarowym w zbiorniku bez cieczy, a następnie napełniano powoli zbiornik, aby nie zmienić położenia blaszki. Emiter promieni lasera zamocowany do podstawy ze śrubami pociągowymi przesuwano tak, aby na ustawionym za blaszką ekranie uzyskać największe krążki od promieni.



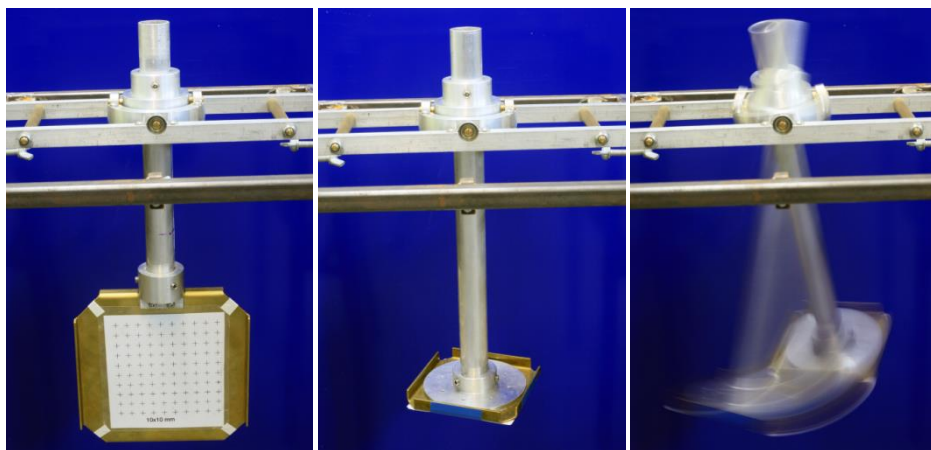
Rys. 3.5. Idea justowania układu LDA metodą otworkową

Jako posiewu w metodzie LDA używano początkowo pyłu aluminiowego, który po około 24-godzinym przebywaniu w wodzie zmieniał swoje właściwości. W późniejszych badaniach został on zastąpiony ditlenkiem tytanu (TiO_2) o składzie granulometrycznym przedstawionym na rysunku 3.6.



Rys. 3.6. Skład granulometryczny posiewu do metod LDA i PIV

Dla metody PIV jest wymagana kalibracja wielkości i zniekształcenia pola obrazowego. Wykonuje ją program na podstawie zdjęcia obrazu testowego. Plansza zawierająca siatkę równomiernie rozmieszczonych krzyżyków o określonych rozmiarach była mocowana do płaskiej płyty zawieszanej przegubowo. Przegub Cardana umożliwia samoczynne poziomowanie lub pionizację płyty (rys. 3.7).



Rys. 3.7. Układ zawieszenia płyty z siatką do kalibracji układu pomiarowego PIV

W metodzie PIV stosowano dwa rodzaje posiewu. Pierwszym były szklane, puste w środku kuleczki o średniej średnicy 10 μm (rys. 3.6). Znacznik ten był używany w pomiarach prędkości w układzie jednofazowym. Natomiast w badaniach w układzie ciecz-gaz stosowano kuleczki poliamidowe o średniej

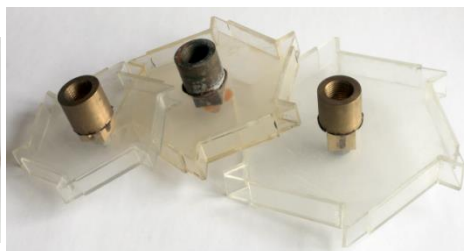
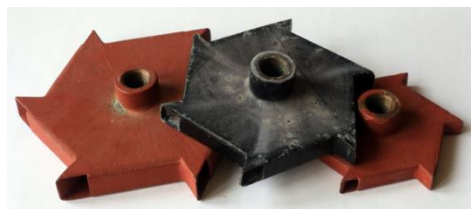
średnicy $10\ \mu\text{m}$ zawierające w sobie barwnik fluorescencyjny, którym była rodamina B. Do prawidłowej rejestracji tych cząstek na obiektyw kamery musiał być założony filtr odcinający promieniowanie o długości fali krótszej od $\lambda = 560\ \text{nm}$.

W badaniach używano również znaczników przepływu (rys. 3.8), które były wykonane z tworzywa sztucznego o gęstości $\rho = 1118\ \text{kg/m}^3$ w postaci trzech współśrodkowych kół o średnicach $3,9\ \text{mm}$ ustawionych prostopadle do siebie. Znaczniki wykonano z tworzyw o różnych kolorach, tak aby ułatwić ich identyfikację.



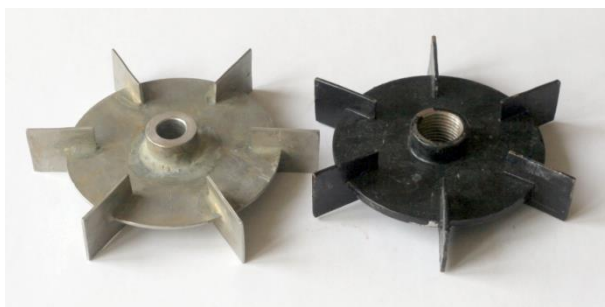
Rys. 3.8. Znaczniki przepływu

Najczęściej używanymi mieszadłami były, przedstawione na rysunku 3.9, samozasysające mieszadła tarczowe o średnicach $D = 100, 125$ i $150\ \text{mm}$ wykonane z blachy oraz szkła organicznego. Przezroczyste ścianki mieszadła umożliwiają obserwacje zjawisk zachodzących wewnątrz mieszadła.



Rys. 3.9. Samozasysające mieszadła tarczowe

Mieszadła samozasysające mają ograniczone zastosowanie przemysłowe, ale do napowietrzania nie wymagają dodatkowej instalacji dostarczającej gaz do zbiornika. Upraszcza to aparaturę pomiarową i nie utrudnia samych pomiarów. W przypadku układu jednofazowego było również używane mieszadło turbinowo-tarczowe (Rushtona) o średnicy $D = 100\ \text{mm}$ (rys. 3.10).

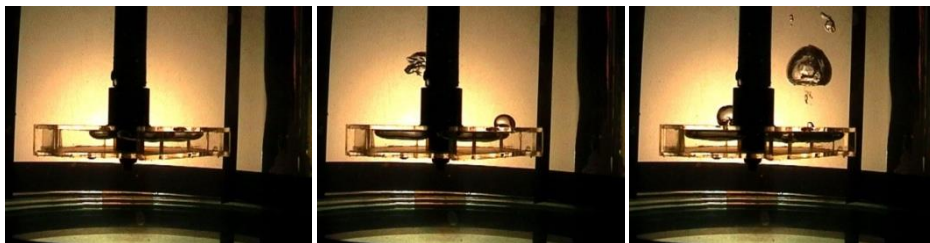


Rys. 3.10. Mieszadła turbinowo-tarczowe

W dalszej części monografii zostaną przedstawione szczegóły ustawienia aparatury pomiarowej.

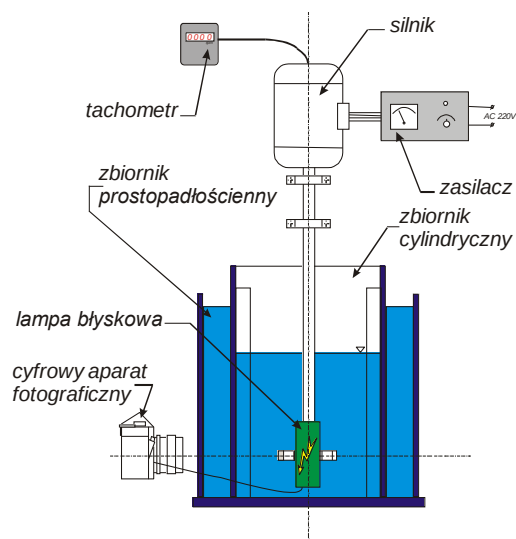
4. WPLYW PĘCHERZYKÓW Z MIESZADŁA SAMOZASYSAJĄCEGO I WPLYW SIŁY ODŚRODKOWEJ

W przypadku mieszadeł wykonanych z przezroczystego materiału metody fotograficzne umożliwiają obserwację zjawisk zachodzących wewnątrz mieszadła. Możliwość tę wykorzystano w badaniach określających wpływ siły odśrodkowej na proces dyspergowania gazu przez samozasysające mieszadło tarczowe. Ponieważ różnica wysokości słupa cieczy między górną a dolną powierzchnią samozasysającego mieszadła tarczowego wynosi ok. 1 cm, co odpowiada ciśnieniu hydrostatycznemu ok. 100 Pa, to powietrze wtłaczane do wnętrza nieruchomego mieszadła powinno utworzyć pęcherz pod górną powierzchnią mieszadła (można tę sytuację nazwać „przypadkiem statycznym”). Potwierdzają to przedstawione na rysunku 4.1 obserwacje procesu, w którym powietrze ze sprężarki było wtłaczane przez otwór w wale. Analiza opływu łopatki przez ciecz [1] sugeruje, że główną siłą napędową powodującą wypływ gazu powinno być podciśnienie powstające za poruszającą się łopatką. Jeżeli przyjmie się, że podciśnienie to nie zmienia się wzdłuż wysokości łopatki, to kształt pęcherza gazu wewnątrz obracającego się mieszadła powinien być zbliżony do przypadku statycznego. Obserwacje wykonane podczas badań wykazały, że pęcherz gazu przy częstotliwości obrotowej mieszadła mniejszej od krytycznej (tzn. takiej przy której rozpoczyna się dyspergowanie gazu) dochodzi do dolnej ścianki mieszadła. Sugeruje to, że również siła odśrodkowa – jakkolwiek zbyt mała, aby samodzielnie spowodować wypływ gazu – musi brać udział w formowaniu się pęcherza wewnątrz mieszadła.



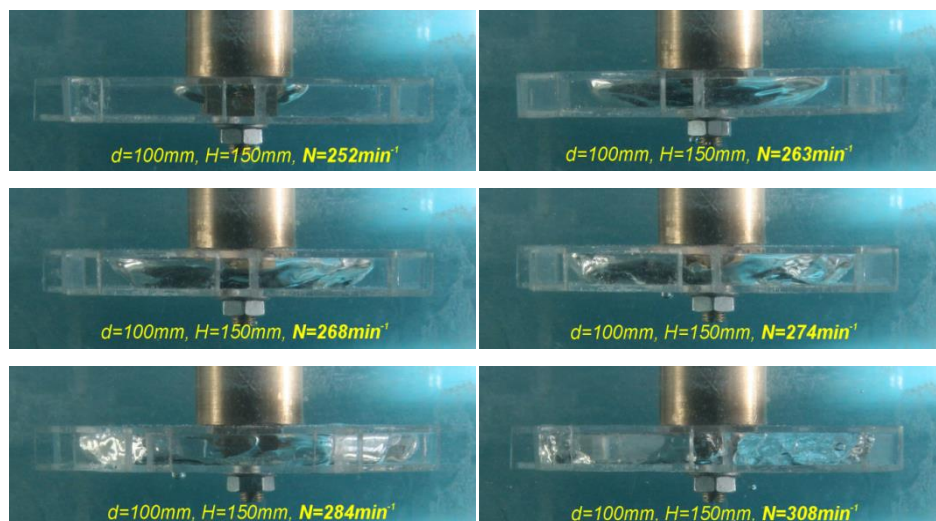
Rys. 4.1. Wpływ gazu z otworów mieszadła samozasysającego przy statycznym zwiększaniu ciśnienia wewnątrz mieszadła

Obserwacje procesu powstawania pęcherza wewnątrz obracającego się mieszadła wykonano w ustawieniu sprzętowym przedstawionym schematycznie na rysunku 4.2. Średnice badanych mieszadeł wynosiły $D = 100, 125$ i 150 mm. Mieszadła pracowały w wodzie destylowanej (temp. 20°C), której wysokość wynosiła $H = 150, 200, 250, 300, 350$ i 400 mm. Górna powierzchnia mieszadła znajdowała się na wysokości $h_m = 60$ mm nad dnem zbiornika. Moc błysku lampy oświetlającej zredukowano tak, aby jego czas wynosił ok. $1/8000$ s przy liczbie przysłony 8.



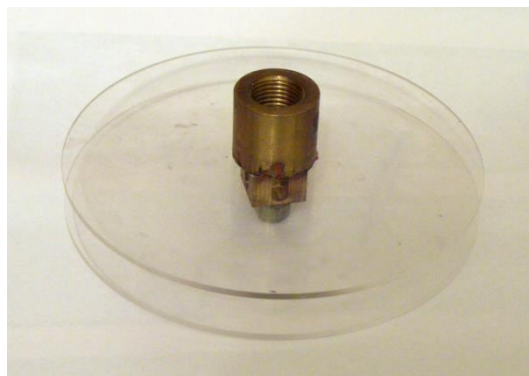
Rys. 4.2. Schemat ustawienia aparatu i oświetlenia na stanowisku doświadczalnym

Uzyskane obrazy, odmienne niż w przypadku statycznym, przedstawiono na rysunku 4.3. Pęcherz gazu dość szybko osiąga dolną powierzchnię mieszadła i rozszerza się odśrodkowo. Jego powierzchnia przypomina paraboloidę, jednak jej powierzchnia boczna jest pofalowana, najprawdopodobniej na skutek wirów wewnątrz mieszadła.



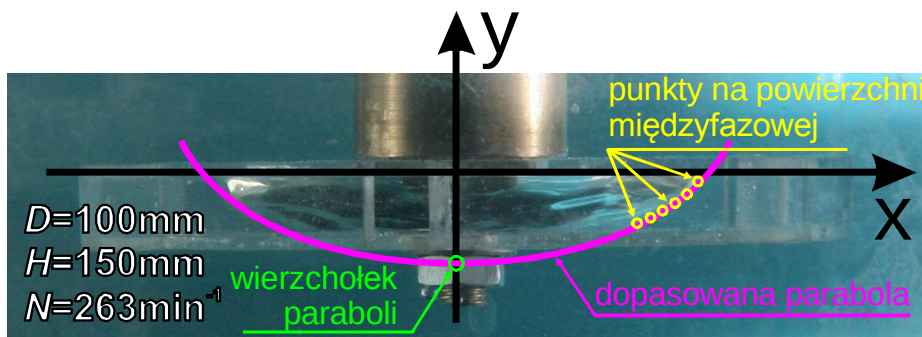
Rys. 4.3. Formowanie pęcherza gazowego wewnątrz mieszadła podczas zwiększania częstości obrotowej

Doświadczalnie stwierdzono, że ciecz za łopatką mieszadła porusza się z prędkością zbliżoną, a miejscami nawet większą, do prędkości łopatki (Rozdział 6). Ze względu na tarcie wewnętrzne cieczy powinna również obracać się w takim przypadku wewnątrz mieszadła. Stosując przedstawione na rysunku 4.4 mieszadło dwutarczowe stwierdzono, że ze względu na ślizganie się warstw cieczy same powierzchnie poziome mieszadła nie są w stanie wprowadzić cieczy wewnątrz mieszadła w tak szybki ruch wirowy, aby wytworzyć pęcherz gazowy (zassać gaz). W przebadanym zakresie częstości obrotowych (do ok. 800 min^{-1}) nie zaobserwowano pęcherza gazu w pobliżu piasty mieszadła (jednak znane są konstrukcje mieszadeł samozasysających, w których między tarczami są umieszczone łopatki [2-5]).



Rys. 4.4. Mieszadło dwutarczowe z doprowadzeniem gazu przez wał

Rysunek 4.5 ilustruje zastosowaną metodykę pomiarową. Na zdjęciu określano położenia układu współrzędnych. Oś odciętych umiejscawiano na wysokości dolnej powierzchni górnej płyty mieszadła, natomiast oś rzędnych pokrywała się z osią wału. Następnie wyznaczano współrzędne punktów na widocznej tworzącej paraboloidy, stanowiącej powierzchnię międzyfazową.

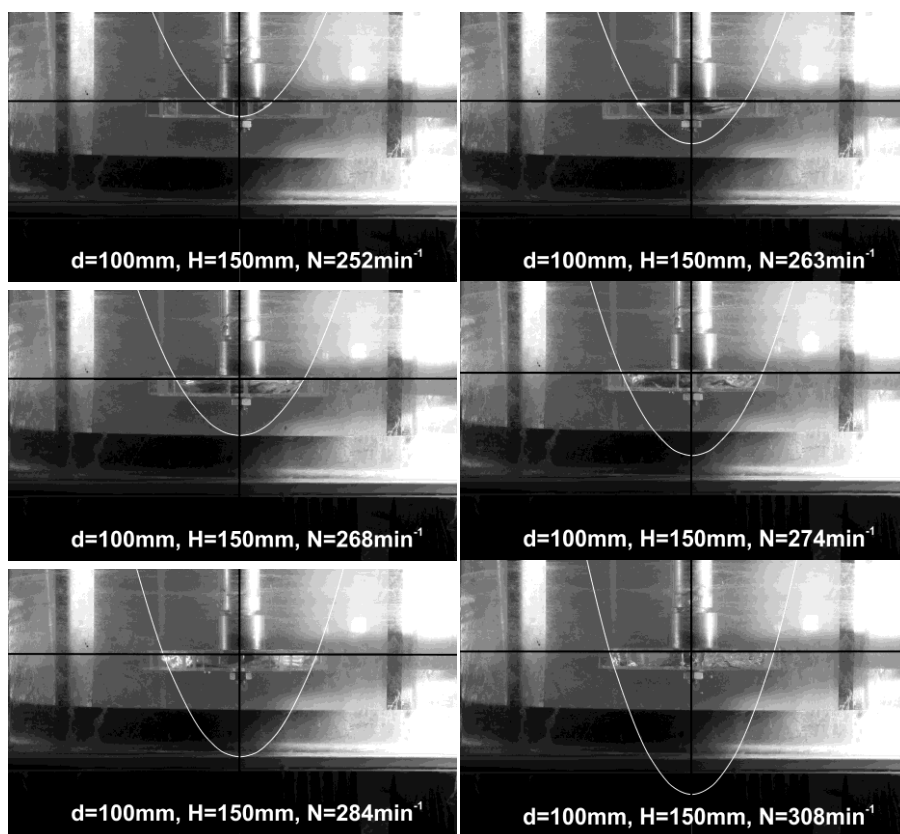


Rys. 4.5. Określanie współrzędnych kartezjańskich punktów na powierzchni paraboloidy

Współrzędne te służyły do matematycznego dopasowania metodą najmniejszych kwadratów paraboli do punktów i określenia współrzędnych jej wierzchołka. Ze względu na pofalowanie powierzchni pęcherza uśredniano wyniki z kilku zdjęć (efekt uśredniania można również uzyskać przez wydłużenie czasu ekspozycji [6]). Rzędna wierzchołka paraboli odpowiada obniżeniu paraboli względem początku układu współrzędnych i określa wartość współczynnika C w równaniu wirówki [7]

$$y = \frac{\omega^2 \cdot r^2}{2 \cdot g} + C \quad (4.1)$$

Przy stałej wysokości cieczy w zbiorniku wierzchołek paraboli obniża się dla zwiększających się częstości obrotowych mieszadła (rys. 4.6).

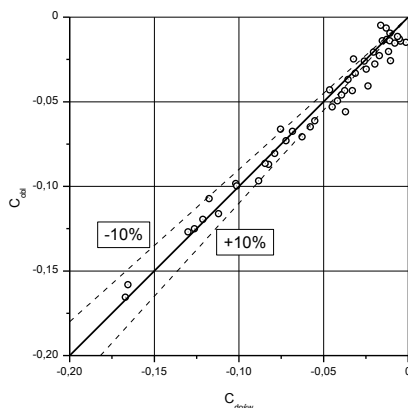


Rys. 4.6. Obniżanie wierzchołka paraboloidy przy zwiększaniu częstości obrotowej mieszadła

Uzyskane wartości współczynnika C uzależniono od parametrów procesowych, tj. średnicy mieszadła D , częstości obrotowej mieszadła N oraz wysokości słupa cieczy nad górną powierzchnią mieszadła $H - h_m$. Uzyskaną zależność opisuje równanie [8, 9]

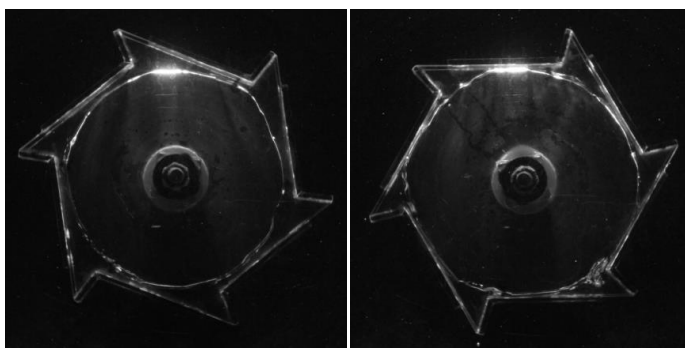
$$C = \frac{H-h_m}{T} \cdot \left[0,311 - 2,148 \cdot \frac{N^2 \cdot D^2}{(H-h_m) \cdot g} \right] \quad (4.2)$$

Współczynnik korelacji ma dużą wartość $R = 0,981$. Potwierdza to zatem wpływ siły odśrodkowej na kształt pęcherza gazu formującego się wewnątrz mieszadła. Największe różnice wartości współczynnika C wyznaczonych doświadczalnie i obliczonych dla tych samych wartości zmiennych procesowych występują przy wartościach bliskich zera. Odpowiada to początkowej fazie tworzenia pęcherza, która ma miejsce przy niewielkich częstościach obrotowych mieszadła. Jednak występują już wówczas pofalowania powierzchni międzyfazowej, wynikające m.in. z „bicia” promieniowego mieszadła. Wzrastająca wartość siły odśrodkowej pozwala zmniejszyć błąd wyznaczania wartości współczynnika C poniżej 10% (rys. 4.7).



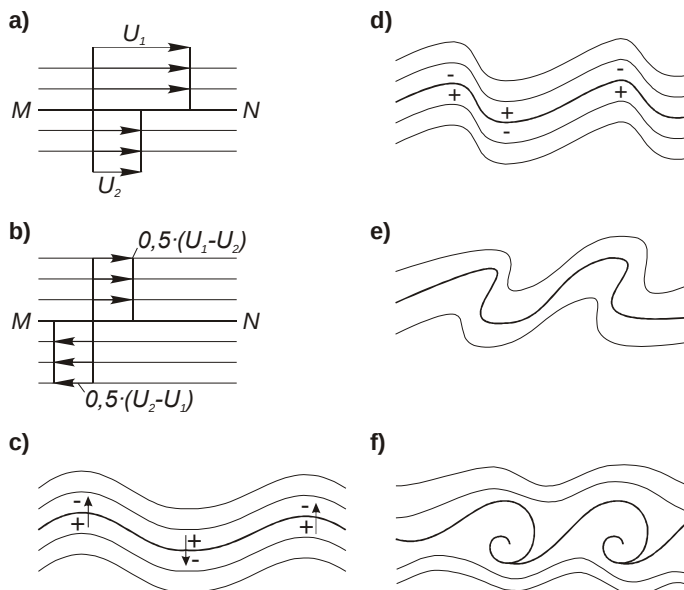
Rys. 4.7. Porównanie doświadczalnych i obliczonych wartości współczynnika C

Przedstawiona zależność pozostaje słuszna aż do momentu osiągnięcia przez powierzchnię międzyfazową wewnętrznych powierzchni pionowych ścianek mieszadła. Ilość cieczy wirującej w mieszadle jest wówczas mniejsza i pęcherz praktycznie nie powiększa już swojej średnicy (rys. 4.8).



Rys. 4.8. Zachowanie pęcherza wewnątrz mieszadła, gdy powierzchnia boczna pęcherza dochodzi do pionowych ścianek mieszadła

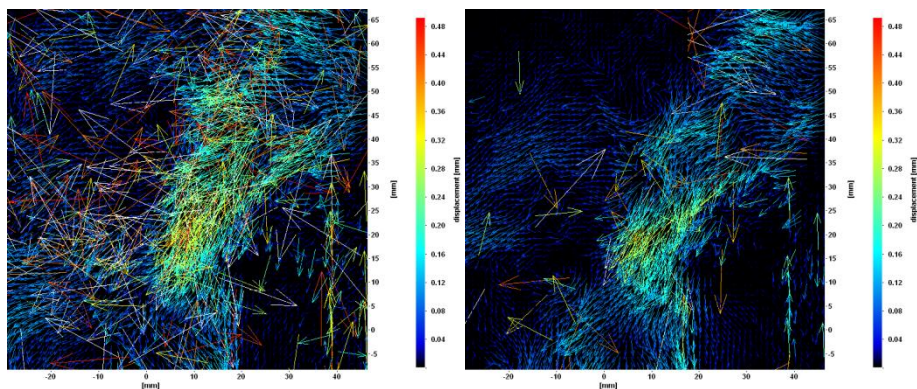
Jednak wiry załapatkowe docierają do powierzchni międzyfazowej powodując jej coraz silniejsze pofalowanie. Można w tym przypadku stwierdzić podobieństwo do teorii narastania zaburzeń na powierzchni rozdziału dwóch warstw idealnych płynów i powstawania układu wirów [10], co przedstawia rysunek 4.9.



Rys. 4.9. Narastanie zaburzeń i powstawanie wirów [10]

Dwie warstwy nielepkiego płynu poruszają się w jednym kierunku z prędkościami U_1 i U_2 i są rozdzielone powierzchnią MN (rys. 4.9a). Zgodnie z zasadami mechaniki charakter ruchu nie ulegnie zmianie, jeżeli do całego układu doda się jednakową i stałą prędkość. Można więc do obu warstw dodać prędkość $U = 0,5 \cdot (U_1 + U_2)$, skierowaną przeciwnie do prędkości U_1 i U_2 . Wówczas górna warstwa będzie się poruszała z prędkością $0,5 \cdot (U_1 - U_2) > 0$, a dolna z prędkością $0,5 \cdot (U_2 - U_1) < 0$, a więc w przeciwnym kierunku (rys. 4.14b). Takie nałożenie prędkości odpowiada przejściu do układu współrzędnych, który porusza się z prędkością $0,5 \cdot (U_1 + U_2)$. Na skutek przypadkowego zaburzenia powierzchnia rozdziału może ulec pofalowaniu (rys. 4.9c). Wówczas dla każdej z warstw rosną prędkości na grzbieciech tworzącej się fali, a w dolinach zmniejszają się. Z równania Bernoulliego $P + \rho \cdot U^2/2$ wynika, że ciśnienie na grzbieciech fali zmniejsza się (znak minus na rysunku 4.9c), a w dolinach wzrasta (znak plus). Taki ruch nie może być trwały z powodu powstawania różnych co do wartości ciśnień po obu stronach powierzchni rozdziału i dlatego następuje dalsza deformacja (rys. 4.9d i 4.9e) aż do powstania wirów (rys. 4.9f). Ponieważ przypadkowe zaburzenia deformują nierównomiernie powierzchnię rozdziału, to powstaje szereg mniejszych

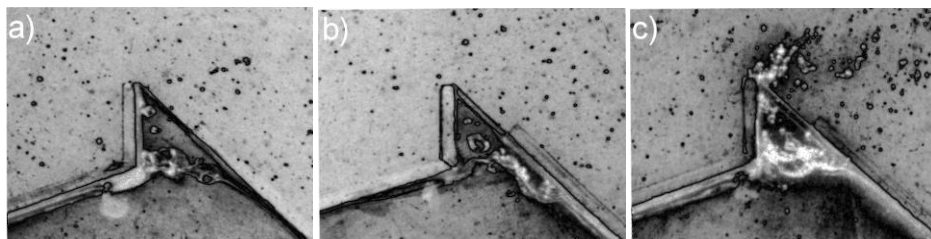
i większych wirów. W przypadku mieszadła samozasysającego takie zaburzenia mogą być powodowane przez przegrody zainstalowane w zbiorniku. Na rysunku 4.10 przedstawiono wektory prędkości chwilowych w pobliżu łopatki mieszadła. Mimo iż za łopatką wektory są niemal uporządkowane i skierowane prostopadłe do łopatki, to jednak widoczne są różnice prędkości. Zmiany w prędkościach powodują zmiany podciśnienia panującego za łopatką, co z kolei powoduje pofalowanie powierzchni międzyfazowej, zgodnie z przedstawionym opisem.



Rys. 4.10. Wektory prędkości chwilowych w pobliżu łopatki dla $N = 360 \text{ min}^{-1}$

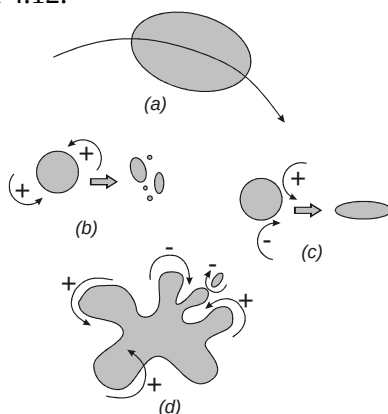
Po osiągnięciu krytycznej częstości obrotowej pofalowanie powierzchni międzyfazowej jest tak silne, że powoduje odrywanie pęcherzyków powietrza od powierzchni międzyfazowej. Krytyczna częstość obrotowa (i związana z nią krytyczna wartość zmodyfikowanej liczby Froude'a Fr'_{kr}) jest ważnym parametrem charakteryzującym mieszadła samozasysające [2, 11-13]. Według danych literaturowych [32, 33, 34] dla różnych typów mieszadeł samozasysających $Fr'_{kr} = 0,21 \pm 0,04$, a dla badanego mieszadła otrzymano we wcześniejszych badaniach $Fr'_{kr} = 0,207$ [1].

Na rysunku 4.11 przedstawiono obraz wypływu gazu na początku procesu dyspersgowania gazu przy częstości obrotowej $N = 360 \text{ min}^{-1}$, co odpowiada wartości zmodyfikowanej liczby Froude'a $Fr' = 0,253$.



Rys. 4.11. Wypływ gazu dla $N = 360 \text{ min}^{-1}$ [14]

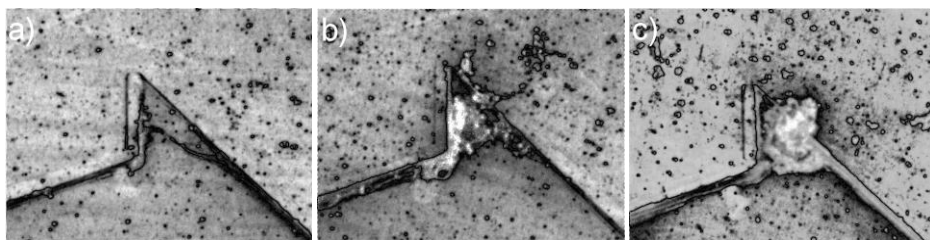
Można zaobserwować kilka form wypływu gazu. Na rysunku 4.11a widoczne są w otworze wylotowym małe pęcherzyki gazu, nieco tylko większe od pęcherzyków widocznych poza mieszadłem. Jednak od powierzchni międzyfazowej mogą być w tym stadium odrywane również pęcherzyki większe, widoczne na rysunku 4.11b. Ponieważ nie obserwuje się poza mieszadłem pęcherzyków o takich wielkościach, to muszą być one rozdrabniane na mniejsze pęcherzyki już poza mieszadłem. Ten stan pokazuje rysunek 4.11c z widoczną chmurą pęcherzyków za łopatką. Tuż przy łopacie widoczny jest także zdeformowany przez wiry pakiet gazowy. Można także zauważyć, że oderwanie pakietu gazowego od powierzchni międzyfazowej nie oznacza jej uspokojenia. Omówione stany odpowiadają przedstawionemu w literaturze [15] pęcherzykowaniu pojedynczemu (rys. 4.11a i 4.11b) i pulsacyjnemu lub strumieniowemu (rys. 4.11c). W przypadku wypływu pulsacyjnego oderwane od powierzchni pęcherzyki gazu są następnie dzielone na mniejsze przez wiry, jak to pokazano na rysunku 4.12.



Rys. 4.12. Deformacje w polu turbulentnym z napięciem powierzchniowym pomiędzy dwoma fazami [16]

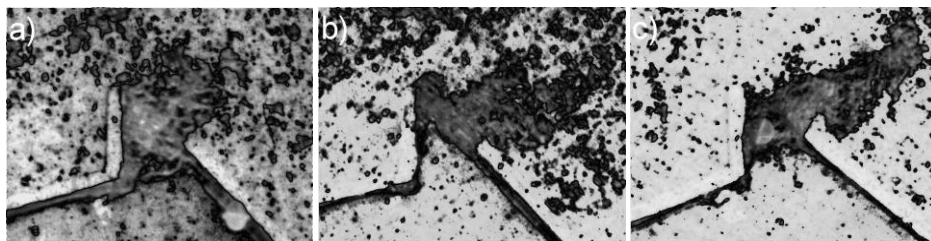
a – unoszenie przez duże wiry, b – erozja przez wiry o jednakowych kierunkach, c – wydłużenie przez wiry o przeciwnych kierunkach, d – wielokrotna deformacja

Niewielkie zwiększenie częstości obrotowej do $N = 365 \text{ min}^{-1}$ ($Fr' = 0,260$) niewiele zmienia obraz wypływu gazu z otworów mieszadła (rys. 4.13).



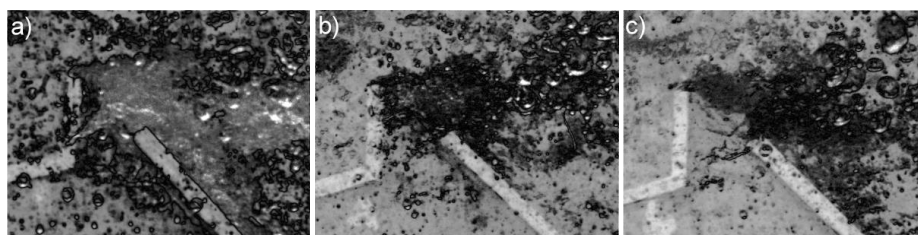
Rys. 4.13. Wypływ gazu dla $N = 365 \text{ min}^{-1}$ [14]

Na rysunku 4.13 widoczna jest większa niż na rysunku 4.11 liczba pęcherzyków gazu w pobliżu mieszadła. Można również zauważyć zwiększanie się rozmiarów pęcherzyków. Jednak w tym stadium dyspergowania gazu występują jeszcze okresy „uspokojenia” (rys. 4.13a), gdy wypływają małe pęcherzyki gazu. Praca mieszadeł samozasysających przy małych częstościach obrotowych nie ma jednak większego znaczenia procesowego, a to ze względu na bardzo mały strumień dyspergowanego gazu. Dlatego też na rysunku 4.14 przedstawiono wypływ gazu dla jeszcze większej częstości obrotowej, $N = 400 \text{ min}^{-1}$ ($Fr' = 0,312$).



Rys. 4.14. Wypływ gazu dla $N = 400 \text{ min}^{-1}$ [14]

Widoczna jest tu jakościowa zmiana formy wypływu gazu. Za otworem wylotowym rozciąga się krótszy (rys. 4.14a) lub dłuższy (rys. 4.14c) warkocz gazowy. Warkocz ten jest nadal rozrywany na drobniejsze pęcherzyki (widoczne na rysunkach), ale powstają też większe pęcherzyki. Stan ten odpowiada wypływowi wgłębnemu [15]. Dalszy wzrost częstości obrotowej mieszadła do $N = 480 \text{ min}^{-1}$ powoduje zachowanie formy warkocza gazu za łopatką, ale z jeszcze zwiększoną liczebnością dużych pęcherzyków przy końcu warkocza gazu (rys. 4.15).

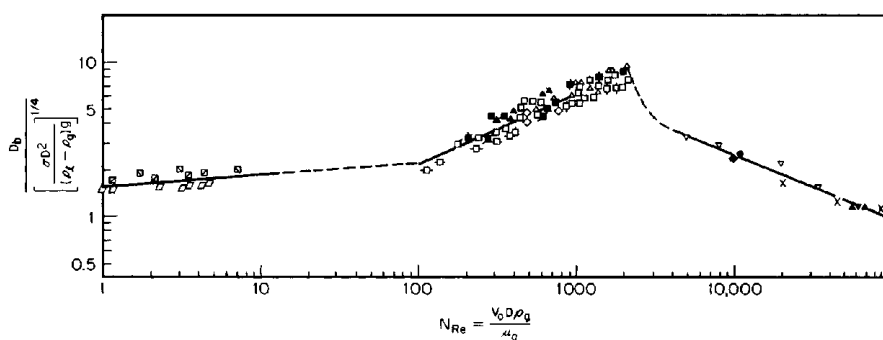


Rys. 4.15. Wypływ gazu dla $N = 480 \text{ min}^{-1}$ [5]

Jednocześnie na rysunkach 4.14 i 4.15 można zaobserwować, że przed łopatką jest bardzo mało pęcherzyków. Oznacza to, że w omawianych warunkach łopatką nie bierze udziału w rozbijaniu pęcherzyków na mniejsze. Jej rola ogranicza się jedynie do wytworzenia podciśnienia powodującego wypływ gazu z wnętrza mieszadła.

Zaprezentowane zdjęcia przedstawiają charakterystyczne dla danych warunków hydrodynamicznych formy wypływu gazu. Jednak na ich podstawie nie można powiedzieć jaki był stan przed i po wykonaniu zdjęcia, tzn. jaka jest historia danej formy wypływu i od czego ona zależy. Przy większych częstościach obrotowych jest bowiem więcej pęcherzyków gazu (jak np. na rys. 4.15c) i warunki oświetlenia nie pozwalają na uzyskanie czytelnych obrazów [17].

Na podstawie uzyskanych danych można potwierdzić, że mechanizm dyspergowania gazu przez mieszadła samozasysające jest odmienny niż w przypadku wypływu gazu z otworów belkotki umieszczonej pod mieszadłem. Dla cieczy o małych lepkościach i ciśnieniu zbliżonym do atmosferycznego znaleziono w literaturze [18] przedstawioną na rysunku 4.16 zależność.



Rys. 4.16. Bezwymiarowe średnice pęcherzyków przy napowietrzaniu belkotkowym

Dla rozmiarów otworów i natężeń przepływu gazu w badanym mieszadle dla częstości obrotowej od 360 do 500 min^{-1} średnice pęcherzyków powinny wynosić od 11,4 do 18,2 mm. Poza początkową fazą samozasysania, gdy częstość obrotowa mieszadła jest mała, gaz wypływa całym przekrojem otworu, ale w obszarze za łopatką następuje podział na pęcherzyki o rozmiarach mniejszych od obliczonych. Podział jest powodowany turbulencjami występującymi za łopatkami, a jak wspomniano wcześniej, same łopatki nie powodują mechanicznego rozdrabniania pęcherzyków. Inne opracowania [11, 15, 23, 24] dotyczą wypływu gazu z otworów o rozmiarach znacznie mniejszych niż otwory wypływowe w badanym mieszadle i wnioski w nich zawarte mają ograniczoną stosowalność do samozasysającego mieszadła tarczowego.

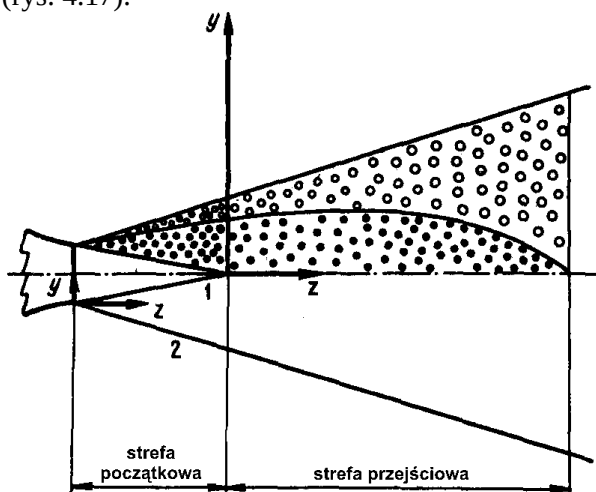
Dla omawianego mieszadła przy większych częstościach obrotowych (właściwie przy rozwiniętym wypływie gazu z otworów, gdyż na krytyczną częstość obrotową mieszadła wpływa również wysokość słupa wody nad mieszadłem) istnieje podobieństwo do procesu ukośnego włączania gazu do nieruchomej cieczy, gdy pęcherzyki gazu poruszają się po trajektoriach krzywoliniowych, które przechodzą w pionowe tym szybciej, im mniejszy jest strumień gazu [19]. Jeśli przyjąć, że pęcherzyki są kulami o jednakowych

średnicach, to przy najgęstszym upakowaniu względna objętość przestrzeni, która może być wypełniona cieczą wynosi nieco ponad 25% i wówczas objętościowe stężenia cieczy i gazu wynoszą

$$\phi_W = \frac{V_W}{V_W + V_G} \approx 0,25 \quad (4.3)$$

$$\phi_G = \frac{V_G}{V_W + V_G} \approx 0,75 \quad (4.4)$$

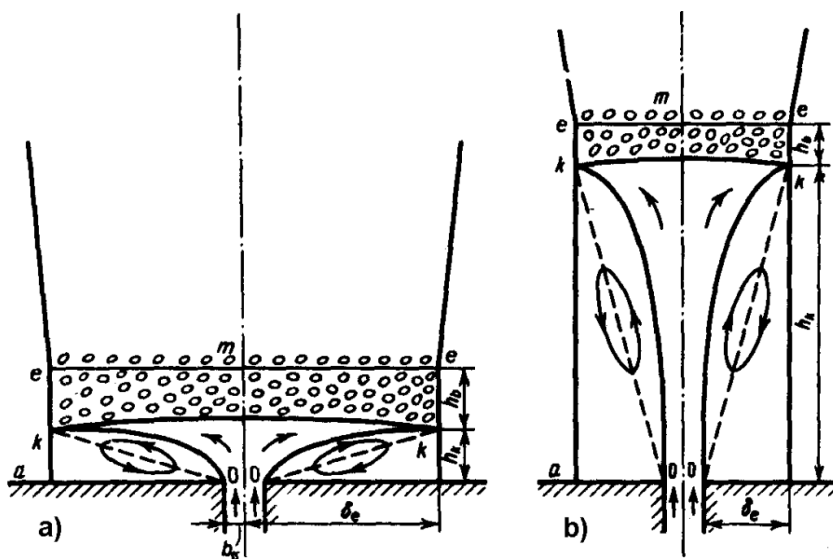
Można zatem przyjąć, że przy objętościowym stężeniu cieczy $\phi_w > 0,25$ mamy do czynienia z pęcherzykową strukturą strumienia, a przy $\phi_w < 0,25$ struktura jest gazowokropelkowa. Rozpatrując z tego punktu widzenia zwarty strumień gazu wpływający do cieczy, dochodzi się do wniosku, że w pobliżu granicy z cieczą mamy do czynienia z warstwą mieszaniny pęcherzykowej, a w pobliżu osi strumienia z mieszaniną gazowokropelkową. Obie te przestrzenie mogą być rozdzielone warstwą piany. Oprócz tego, w początkowej strefie strumienia występuje jądro czysto gazowego strumienia, do którego nie przenika ciecz (rys. 4.17).



Rys. 4.17. Schemat strumienia gazocieczowego [19]

Aby uniknąć określania rozmiarów pęcherzyków i prędkości wpływania do cieczy w strefie pierścienia pęcherzykowego (rozumianego jako tryb szybkiego tworzenia się pęcherzyków podczas rozpadu ciągłego strumienia gazu), należy dokonać dwóch założeń: 1 – rozmiar pęcherzyków jest wielokrotnie mniejszy od szerokości strumienia gazocieczowego, 2 – prędkość wpływania pęcherzyków względem cieczy jest mniejsza od średniej prędkości ruchu cieczy w przekroju poprzecznym strumienia gazocieczowego. Oba te założenia są spełnione podczas szybkiego formowania pęcherzyków: maksymalna średnica pęcherzyka stanowi małą część promienia pętli, a względna prędkość wpływania pęcherzyków ($\Delta U = 0,25 - 0,30$ m/s) jest mniejsza od prędkości w osi pętli.

Podczas wpływanicia strumienia gazu do nieruchomej cieczy bezpośrednio za otworem wylotowym tworzy się kawerna gazowa, która ma strukturę analogiczną do strefy cyrkulacji powstającej bezpośrednio za rozszerzeniem kanału. Na rysunku 4.18 przedstawiono hydrodynamiczną interpretację ruchu gazu w kawernie.



Rys. 4.18. Kawerna i „wrząca” warstwa na początku pierścienia gazowego [19]

Ciągła linia Ok przedstawia granicę początkowej masy strumienia gazu. Powierzchnia kawerny jest niestabilna – tworzą się na niej pęcherzyki gazu i kropelki cieczy. Te pierwsze unoszą się w górę i formują pętlę pęcherzykową, a drugie opadają do kawerny, tworząc w niej strukturę gazowokropelkową. Przepływy w strefie kawerny nie zostały dotychczas przebadane. Dlatego też należy przyjąć wartości początkowe powierzchni przekroju pierścienia pęcherzykowego F_e i jej prędkości U_e nieco inne niż dla przekroju otworu wylotowego (F_0 , U_0). Do przybliżonego określenia wartości F_e i U_e , nazywanych dalej zastępczymi, można posłużyć się poniższymi założeniami. Podczas wypływu strumienia gazu do znacznie gęstszej cieczy zostaje ona wprawiona w ruch z niewielką prędkością, podczas gdy prędkość gazu znacznie się zmniejsza. Rozprzestrzenianie się gazu w kawernie po powierzchni wypychanej przezeń cieczy można porównać do rozdzielania się strumienia cieczy przez gęstą siatkę, gdy część gazu przechodzi przez oczka siatki, a pozostała część porusza się w dół (rys. 4.18). Pęcherze gazu, unoszące się z powierzchni kawerny, porywają ciecz, stopniowo zwiększając jej prędkość. Nad kawerną powstaje tak zwana „wrząca” warstwa. Unosząca się w tej warstwie ciecz jest zastępowana przez ciecz zasysaną przez boczne granice. Za koniec „wrzącej” warstwy można uznać przekrój $e - e$, w którym tworzy się struktura przepływu,

typowa dla pierścienia gazowego. Od tego przekroju rozpoczyna się zasadnicza część pionowego strumienia, w którego przekrojach, jak pokazują dane doświadczalne, bezwymiarowe profile prędkości i stężenia okazują się uniwersalnymi i takimi jak w strumieniach jednorodnych.

Względnie krótkie strefy kawerny gazowej i warstwy „wrzącej” są zbadane w niewielkim stopniu, ale do obliczeń zasadniczej części – pierścienia gazowego – konieczne są dane o prędkości i składzie układu dwufazowego w początkowym przekroju tej części, tj. na wyjściu z warstwy „wrzącej”. Przekrój $e-e$ można nazwać zastępczym. Oznaczmy przez Φ_{Gb} średni udział objętościowy gazu w warstwie „wrzącej”, przekrój poprzeczny przez F_e , a wysokość warstwy przez h_b . Sumaryczna siła wyporu pęcherzyków gazu w warstwie „wrzącej” jest równa pędowi uzyskanemu przez ciecz

$$\int_0^\infty \rho_W \cdot \Phi_{We} \cdot U_e^2 \cdot dF = g \cdot h_b \cdot F_e \cdot (\rho_W - \rho_G) \cdot \Phi_{Gb} \quad (4.5)$$

gdzie: ρ_W i ρ_G – gęstość cieczy i gazu, Φ_W , $\Phi_G = 1 - \Phi_W$ – lokalne udziały objętościowe cieczy i gazu.

W tych obliczeniach nie uwzględnia się pędu gazowej części strumienia, który jest nieznaczny, gdyż gęstość gazu jest o dwa rzędy wielkości mniejsza niż cieczy ($\rho_G \ll \rho_W$), a prędkości obu składników mieszaniny dwufazowej są tego samego rzędu. Przy w przybliżeniu równych prędkościach gazu i cieczy na wyjściu z warstwy „wrzącej” stosunek objętości gazu do objętości cieczy powinien być taki sam w warstwie „wrzącej” jak na wyjściu z tej warstwy

$$\frac{V_W}{V_G} = \frac{1 - \Phi_{Gb}}{\Phi_{Gb}} = \frac{\int_0^\infty (1 - \Phi_{Ge}) \cdot U \cdot F}{\int_0^\infty \Phi_{Ge} \cdot U \cdot dF} \quad (4.6)$$

Można w tym miejscu wprowadzić oznaczenia całek występujących w zależnościach (4.5) i (4.6) oraz w zależnościach, które pojawiają się w dalszej części

$$\begin{aligned} A_1 &= \int_0^\infty \frac{U}{U_m} \cdot \frac{dF}{F}, \quad A_2 = \int_0^\infty \frac{U^2}{U_m^2} \cdot \frac{dF}{F}, \quad A_3 = \int_0^\infty \frac{U^3}{U_m^3} \cdot \frac{dF}{F}, \\ B_1 &= \int_0^\infty \Phi_G \cdot \frac{dF}{F}, \quad B_2 = \int_0^\infty \Phi_G \cdot \frac{U}{U_m} \cdot \frac{dF}{F}, \\ B_3 &= \int_0^\infty \Phi_G \cdot \frac{U^2}{U_m^2} \cdot \frac{dF}{F}, \quad B_4 = \int_0^\infty \Phi_G \cdot \frac{U^3}{U_m^3} \cdot \frac{dF}{F} \end{aligned} \quad (4.7)$$

w których przy użyciu asymptotycznych profili górna granica całkowania równa jest nieskończoności, gdzie U_m – prędkość w osi strumienia, F – pewna charakterystyczna powierzchnia przekroju strumienia, która powinna być jednoznacznie określona dla wszystkich przekrojów.

Dla uniwersalnych profili prędkości i masowego udziału gazu całki A_n mają wartości liczbowe, a wartości całek B_n zależą od udziału gazu w osi dla danego przekroju. Po podstawieniu zależności (4.7) równania (4.5) i (4.6) mają postać

$$\frac{g \cdot h_b}{U_{me}^2} = \frac{A_2 - B_{3e}}{\Phi_{Gb}} \quad (4.8)$$

$$\Phi_{Gb} = \frac{B_{2e}}{A_1} \quad (4.9)$$

Masowy strumień gazu doprowadzanego do cieczy jest we wszystkich przekrojach strumienia jednakowy

$$G_0 = \rho_G \cdot U_0 \cdot F_0 = \rho_G \cdot U_m \cdot F \cdot \int_0^\infty \Phi_G \cdot \frac{U}{U_m} \cdot \frac{dF}{F} = \rho_G \cdot U_m \cdot F \cdot B_2 \quad (4.10)$$

a w przekroju wyjściowym z warstwy „wrzącej”

$$B_{2e} = \frac{G_0}{\rho_{Ge} \cdot U_{me} \cdot F_e} = \frac{\rho_{G0}}{\rho_{Ge}} \cdot \frac{U_0}{U_{me}} \cdot \frac{F_0}{F_e} \quad (4.11)$$

gdzie indeks „0” odnosi się do przekroju otworu wypływowego.

Załóżmy, że praca wykonana przez siłę wyporu pęcherzyków w warstwie „wrzącej” jest równa energii kinetycznej cieczy opuszczającej tę warstwę

$$\frac{1}{2} \cdot \int_0^\infty \rho_W \cdot (1 - \Phi_{Ge}) \cdot U_e^3 \cdot dF = g \cdot h_b \cdot F_e \cdot (\rho_W - \rho_{Gb}) \cdot \Phi_{Gb} \cdot \Delta U \quad (4.12)$$

Pominięta została względnie mała energia kinetyczna gazu i dyssypacja energii wewnątrz warstwy. Oprócz tego, jak w przypadku równania (4.5), początkowa prędkość cieczy w warstwie „wrzącej” jest równa zeru, a wielkość ΔU oznacza średnią prędkość ruchu pęcherzyków względem cieczy. W trybie bezwymiarowym z zastosowaniem oznaczeń dla całek (4.7) warunek (4.12) można zapisać w formie

$$\frac{2 \cdot g \cdot h_b \cdot \Delta U}{U_{me}^2} = \frac{A_3 - B_{4e}}{\Phi_{Gb}} \quad (4.13)$$

Po podzieleniu zależności (4.5) przez (4.12) lub odpowiednio (4.8) przez (4.13) otrzymuje się liniową zależność pomiędzy prędkością w osi przekroju zastępczego a średnią prędkością wznoszenia (względem cieczy) pęcherzyków w warstwie „wrzącej”

$$U_{me} = 2 \cdot \Delta U \cdot \frac{A_2 - B_{3e}}{A_3 - B_{4e}} \quad (4.14)$$

Współczynnik proporcjonalności po prawej stronie równania (4.14) zależy jedynie od średniego udziału objętościowego gazu w przekroju zastępczym, który można przyjąć taki jak w warstwie „wrzącej”

$$B_{1e} = \Phi_{Gb} = \int_0^\infty \Phi_{Ge} \cdot \frac{dF}{F} \quad (4.15)$$

Układ równań (4.8), (4.9), (4.11) i (4.14) zawiera pięć niewiadomych: U_{me} , F_e , h_b , ΔU oraz Φ_{Ge} . Oprócz tego do obliczenia wartości całek muszą być znane profile prędkości i stężenia w przekroju poprzecznym.

Jeżeli przyjąć, że w osi przekroju zastępczego stężenie gazu jest równe największej możliwej wartości, odpowiadającej najgęstszemu ułożeniu kulistych pęcherzyków, to wówczas

$$\Phi_{Gme} = 0,75 \quad (4.16)$$

Pozostaje do określenia prędkość wznoszenia się pęcherzyków względem cieczy, zależąca od oporów opływu i ich rozmiarów. Z danych doświadczalnych wynika, że współczynnik oporu c_x dla pęcherzyka stanowi średnio 2/3 wartości takiego współczynnika dla kuli ciała stałego (przy tej samej wartości liczby Reynoldsa). Średnica pęcherzyków, na jakie rozpada się strumień podczas

nieprzerwanego przepływu przez ciecz, można określać z teorii, według której objętość pęcherzyka jest równa objętości części strumienia gazu, zamkniętej między sąsiednimi węzłami fali tworzącej się przy deformacji powierzchni strumienia w związku z jego niestabilnością (nietrwałością), przy czym odległość między węzłami wynosi około trzynastu promieni otworu wypływowego. Na podstawie tej teorii wyprowadzono zależność określającą średnicę pęcherzyków w zależności od objętościowego natężenia przepływu gazu przez otwór (odniesionego do warunków na powierzchni cieczy)

$$d_p = 1,41 \cdot \left(\frac{V_G^2}{g}\right)^{0,2} \quad (4.17)$$

Dla strumienia gazu dyspergowanego przez mieszadło tarczowe [1]

$$K_G = \frac{V_G}{N \cdot D^3} = 0,0201 \cdot (Fr' - Fr'_{kr})^{0,819} \cdot \left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{-0,109} \cdot \left(\frac{D}{T}\right)^{-0,221} \quad (4.18)$$

z zależności (4.17) otrzymuje się dla częstości obrotowych mieszadła od 360 do 500 min⁻¹ średnice pęcherzyków od 5,8 do 12,4 mm. Natomiast z równania korelacyjnego [1]

$$\frac{d_{32}^2 \cdot \rho \cdot g}{\sigma} = 15,59 \cdot (Fr' - Fr'_{kr})^{0,188} \cdot \left(\frac{D}{T}\right)^{1,286} \quad (4.19)$$

dla tych samych częstości obrotowych otrzymuje się średnice pęcherzyków powietrza w wodzie w zakresie od 4,6 do 5,5 mm. Oznacza to silny wpływ turbulencji cieczy na wielkość pęcherzyków gazu.

Jednak obliczenia prędkości przy *pakietowym* wypływie gazu nie mogą być prowadzone w oparciu o dane odnoszące się do jednego pęcherzyka i dlatego należy oprzeć się na danych doświadczalnych. Średnią prędkość pęcherzyków względem nieruchomej cieczy otaczającej strumień gazu przy jego wypływie z jednego otworu opisuje zależność

$$\frac{U_p}{\sqrt{g \cdot H_a}} = 0,28 \cdot \left(\frac{V_G}{\sqrt{g \cdot H_a^5}}\right)^{1/9} \quad (4.20)$$

w której: $H_a = p_a / (g \cdot \rho_{Ga})$ – wysokość słupa cieczy odpowiadająca ciśnieniu na jej powierzchni, V_G – strumień gazu przeliczony na warunki panujące na powierzchni. Dla częstości obrotowych mieszadła od 360 do 500 min⁻¹ prędkości wypływu obliczone z zależności (4.20) zawierają się w przedziale od 0,137 do 0,17 m/s. W pomiarach własnych (rozdział 5) otrzymano większe wartości prędkości pęcherzyków w strefie załopatkowej, natomiast nie przeprowadzono szczegółowych badań dla obszaru wypływowego. Dlatego też dane z rozdziału 5. należy traktować jako prędkość unoszenia pęcherzyków przez strumień cieczy. Ważniejsza jest jednak względna prędkość poruszania się pęcherzyków w cieczy. Dla przekroju zastępczego wynosi ona

$$\Delta U = U_p - \overline{U_e} \quad (4.21)$$

gdzie średnia prędkość

$$\overline{U_e} = U_{me} \cdot \int_0^\infty \frac{U_e}{U_{me}} \cdot \frac{dF}{F_e} = A_1 \cdot U_{me} \quad (4.22)$$

Podstawiając (4.22) do (4.21), a uzyskane wyrażenie do (4.14), otrzymuje się

$$U_{me} = \frac{2 \cdot m \cdot U_b}{1 + 2 \cdot m \cdot A_1}, \quad \Delta U = \frac{U_b}{1 + 2 \cdot m \cdot A_1}, \quad m = \frac{A_2 - B_{3e}}{A_3 - B_{4e}} \quad (4.23)$$

Do obliczenia wartości całek A_n i B_n niezbędna jest znajomość profili parametrów w przekroju strumienia. Profile prędkości i udziału masowego w strumieniach można opisywać zależnością [19]

$$\frac{U}{U_m} = \left(\frac{c}{c_m} \right)^{1/Sc} = \exp(-4,1 \cdot \xi^2) \quad (4.24)$$

w której Sc – liczba Schmidta, indeks m odnosi się do wartości w osi strumienia, a $\xi = y/\delta$ – odległość od osi, wyrażona jako ułamek promienia (półszerokości) przekroju strumienia. W wyrażeniach podcałkowych występuje wielkość

$$\frac{dF}{F} = d\xi^{j+1} \quad (4.25)$$

z wartością $j = 0$ dla strumienia płaskiego oraz $j = 1$ dla strumienia osiowo-symetrycznego.

Objętościowy udział gazu Φ_G można przeliczyć na udział masowy C_G

$$\Phi_G = \frac{V_G}{V_G + V_W}, \quad C_G = \frac{G_G}{G_G + G_W}$$

gdzie $G = \rho \cdot V$ i wówczas

$$\Phi_G = \frac{C_G}{C_G + \frac{(1-C_G) \cdot \rho_G}{\rho_W}} \approx \frac{C_G}{C_G + \frac{\rho_G}{\rho_W}} \quad (4.26)$$

$$C_G = \frac{\Phi_G}{\Phi_G + \frac{(1-\Phi_G) \cdot \rho_{\Phi_G}}{\rho_G}} \approx \frac{\Phi_G}{1-\Phi_G} \cdot \frac{\rho_G}{\rho_W} \quad (4.27)$$

Wyrażenia przybliżone wynikają ze względnie małej wartości udziału masowego gazu ($C_G \ll 1$) i względnie dużej gęstości cieczy ($\rho_W \gg \rho_G$).

Lokalna gęstość mieszaniny gazu i cieczy wynosi

$$\rho = \frac{G_G + G_W}{V_G + V_W} = \frac{\rho_G}{C_G + \frac{(1-C_G) \cdot \rho_G}{\rho_W}} \approx \frac{\rho_G}{C_G + \frac{\rho_G}{\rho_W}} \quad (4.28)$$

Udziały gazu i cieczy w mieszaninie są związane ze sobą równaniami

$$\Phi_W = 1 - \Phi_G, \quad C_W = 1 - C_G \quad (4.29)$$

Wykorzystując przedstawione związki między zmiennymi, całki (4.7) można zapisać w następujący sposób

$$\begin{aligned} A_1 &= \int_0^\infty \frac{U}{U_m} \cdot \frac{dF}{F} = \int_0^\infty \exp(-4,1 \cdot \xi^2) \cdot d\xi^{j+1} \\ A_2 &= \int_0^\infty \frac{U^2}{U_m^2} \cdot \frac{dF}{F} = \int_0^\infty \exp(-8,2 \cdot \xi^2) \cdot d\xi^{j+1} \\ A_3 &= \int_0^\infty \frac{U^3}{U_m^3} \cdot \frac{dF}{F} = \int_0^\infty \exp(-12,3 \cdot \xi^2) \cdot d\xi^{j+1} \end{aligned} \quad (4.30)$$

$$\begin{aligned}
B_1 &= \int_0^\infty \Phi_G \cdot \frac{dF}{F} = \int_0^\infty \frac{C_G/C_{Gm}}{b+C_G/C_{Gm}} \cdot d\xi^{j+1} = \int_0^\infty \frac{\exp(-4,1 \cdot Sc \cdot \xi^2)}{b+\exp(-4,1 \cdot Sc \cdot \xi^2)} \cdot d\xi^{j+1} \\
B_2 &= \int_0^\infty \Phi_G \cdot \frac{U}{U_m} \cdot \frac{dF}{F} = \int_0^\infty \frac{\exp[-4,1 \cdot (1+Sc) \cdot \xi^2]}{b+\exp(-4,1 \cdot Sc \cdot \xi^2)} \cdot d\xi^{j+1} \\
B_3 &= \int_0^\infty \Phi_G \cdot \frac{U^2}{U_m^2} \cdot \frac{dF}{F} = \int_0^\infty \frac{\exp[-4,1 \cdot (2+Sc) \cdot \xi^2]}{b+\exp(-4,1 \cdot Sc \cdot \xi^2)} \cdot d\xi^{j+1} \\
B_4 &= \int_0^\infty \Phi_G \cdot \frac{U^3}{U_m^3} \cdot \frac{dF}{F} = \int_0^\infty \frac{\exp[-4,1 \cdot (3+Sc) \cdot \xi^2]}{b+\exp(-4,1 \cdot Sc \cdot \xi^2)} \cdot d\xi^{j+1}
\end{aligned} \quad (4.31)$$

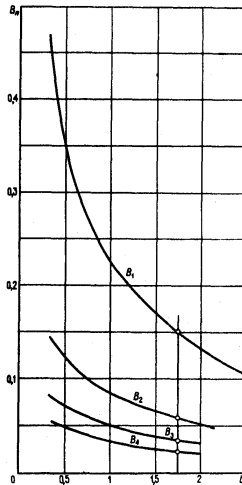
Dla uniwersalnych profili (4.24) po scałkowaniu wyrażeń (4.30) otrzymuje się liczby, natomiast całki (4.31) zależą od jednego parametru – stężenia gazu w osi strumienia

$$b = \frac{1}{C_{Gm}} \cdot \frac{\rho_G}{\rho_W} = \frac{1}{C_{Gm}} \cdot \frac{\rho_{Ga}}{\rho_W} \cdot \frac{H_a + H}{H_a} \quad (4.32)$$

Dla przekroju zastępczego, który jak się okaże w dalszej części, jest położony blisko wylotu gazu, gdzie wysokość cieczy $H = H_0$

$$\frac{\rho_{Ge}}{\rho_{Ga}} \approx \frac{H_a + H_0}{H_a} \quad (4.33)$$

Stwierdzono doświadczalnie, że w pierścieniu gazowym można posługiwać się uniwersalnymi profilami (4.24). Dla strumienia osiowosymetrycznego można przyjąć $Sc = 0,75$, a dla płaskiego $Sc = 0,5$ [19]. Z powodu asymptotycznego charakteru profili prędkości i stężenia za charakterystyczną można przyjąć powierzchnię przekroju F , ograniczoną współrzędną $\xi_G = 1$, której odpowiada prędkość $U_G = 0,0167 \cdot U_m$. Całki A_n dla strumienia osiowosymetrycznego mają wartości: $A_1 = 0,244$, $A_2 = 0,122$ i $A_3 = 0,081$, natomiast wartości całek $B_n(b)$ dla tego przypadku przedstawiono na rysunku 4.19.



Rys. 4.19. Zależność wartości całek B_n od parametru b [19]

Zgodnie z hipotezą o granicznym wypełnieniu strefy przyosiowej przez pęcherzyki gazu w przekroju zastępczym oraz przy uwzględnieniu zależności (4.16) i (4.26), wartość b_e wynosi

$$b_e = \frac{1}{C_{Gme}} \cdot \frac{\rho_{Ge}}{\rho_W} = \frac{1 - \Phi_{Ge}}{\Phi_{Ge}} = 0,33 \quad (4.34)$$

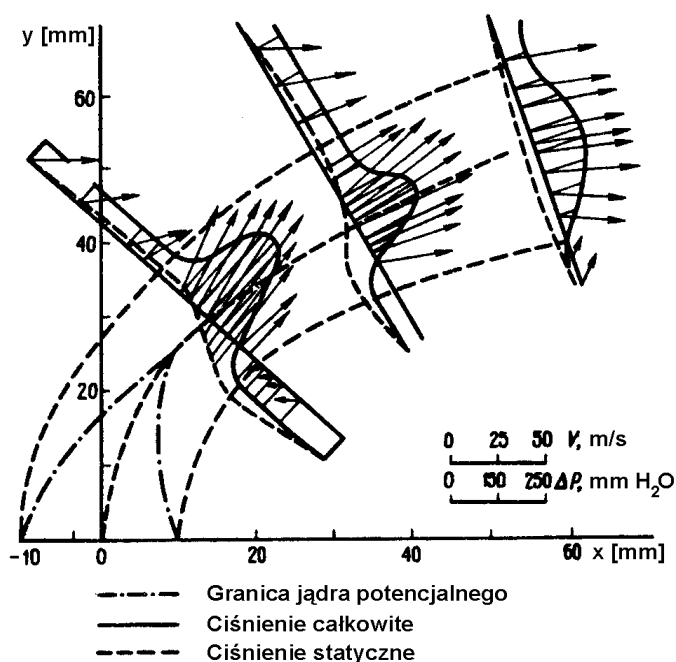
i wówczas: $B_{1e} = 0,453$, $B_{2e} = 0,453$, $B_{3e} = 0,453$ i $B_{4e} = 0,453$. Podstawiając obliczone wartości do (4.22), otrzymuje się: $m = 1,67$, $U_{me} = 1,84 \cdot U_b$ oraz $\Delta U = 0,55 \cdot U_b$. Należy zauważyć, że przy mniejszej koncentracji pęcherzyków w przekroju zastępczym wartość współczynnika m zmniejsza się w niewielkim stopniu. Na przykład przy dwukrotnym zmniejszeniu stężenia ($b = 0,67$) prędkość U_{me} zmienia się o 9%.

Wyniki obliczeń i doświadczeń wskazują, że względna prędkość pęcherzyków wpływających do nieruchomej cieczy wynosi $\Delta U = 0,2 \div 0,3$ m/s [20]. Porównując to z prędkościami względnymi przy wypływie pęcherzyków z otworów mieszadła samozasysającego (rys. 6.39) okazuje się, że przy mniejszych częstościach obrotowych mieszadła ($N \leq 400 \text{ min}^{-1}$) prędkości względne pęcherzyków odpowiadają podanemu zakresowi. Natomiast przy większych częstościach obrotowych, przy w pełni rozwiniętym wypływie pakietowym, zaobserwowane prędkości wypływu są mniejsze i dopiero przy ścianie, gdy przepływ zbliża się do swobodnego uzyskuje się wartości prędkości z podanego zakresu. Również obserwuje się zmniejszanie wysokości kawerny. Jej wysokość jest równa rozciągłości strefy cyrkulacji tworzonej przez cienki strumień gazu rozprzyskującego się po powierzchni oddzielającej kawernę od warstwy „wrzącej”.

Wypływ strumienia gazu do nieruchomej cieczy (np. podczas napowietrzania ścieków w komorach) został stosunkowo dobrze przebadany doświadczalnie. Jak pokazano, do jego opisu wymagana jest m.in. znajomość profili prędkości w strumieniu. Profile te są również określane eksperymentalnie. Jednak w przypadku wypływu gazu z otworów mieszadła samozasysającego wypływ odbywa się niemal prostopadle do kierunku poruszającej się cieczy. W literaturze ten przypadek jest opisany w znacznie mniejszym stopniu. Na rysunku 4.20 przedstawiono kontury wygiętego strumienia powietrza w płaszczyźnie jego symetrii, a także pola prędkości i ciśnienia [19]. Średnica strumienia w przekroju otworu wynosiła 20 mm, prędkość wypływu strumienia $U_0 = 77,6$ m/s, a prędkość przepływu cieczy $V_\infty = 35,6$ m/s. Są to wartości wielokrotnie większe niż w przypadku mieszadeł samozasysających, ale ze względu na podobieństwo zjawiskowe warto przedstawić uzyskane rezultaty. Linią ciągłą zaznaczono profil ciśnienia całkowitego, a kreskową – profil ciśnienia statycznego, natomiast strzałki przedstawiają wektory prędkości. Ciśnienie całkowite zmienia się szybko, zmniejszając się w kierunku granicy strumienia. Linia maksymalnych ciśnień całkowitych jest położona bliżej przedniego brzegu strumienia niż linia maksymalnych prędkości, co jest uwarunkowane charakterem zmian ciśnienia

statycznego w przekrojach poprzecznych odgiętego strumienia. Z powodu zasysania cieczy do strumienia zwiększenie ciśnienia na jego przedniej granicy jest nieco mniejsze niż byłoby na ścianie ciała stałego o kształcie takim jak forma strumienia. Wewnątrz strumienia ciśnienie statyczne obniża się w sposób ciągły od przedniej do tylnej granicy.

W początkowej części strumienia znoszonego przepływem występuje jądro stałego ciśnienia całkowitego (ale zmiennej prędkości), będące przestrzenią nieobjętą mieszaniem burzliwym. Prędkość w przekroju poprzecznym jądra potencjalnego zwiększa się w kierunku tylnej granicy strumienia na skutek spadku ciśnienia statycznego. Wektory prędkości za strumieniem mają składowe skierowane przeciwnie do kierunku prędkości cieczy, co wskazuje na istnienie skomplikowanej mapy ruchu cyrkulacyjnego za strumieniem.

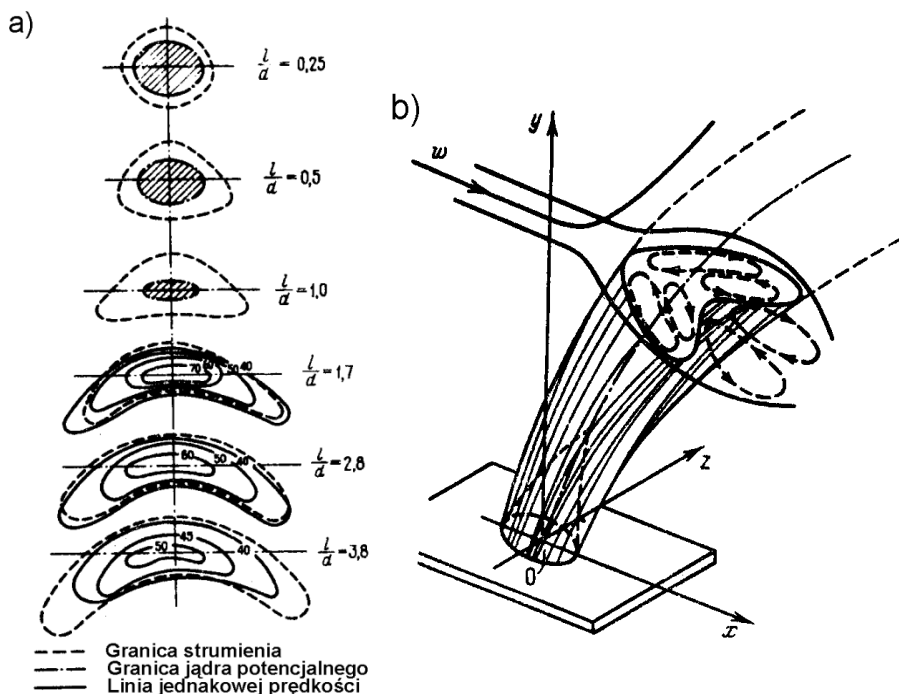


Rys. 4.20. Pola prędkości i ciśnienia w płaszczyźnie symetrii strumienia, znoszonego bocznym przepływem cieczy [19]

Na rysunku 4.21a pokazano formy przekrojów strumienia otrzymane dla tych samych warunków jak dla rysunku 4.20. Osiowosymetryczny strumień (w przekroju początkowym) przy oddalaniu się od otworu wypływowego przyjmuje formę o kształcie podkowy. Deformację przekroju strumienia można tłumaczyć charakterem jego oddziaływania z płynącą cieczą. Na skutek intensywnego mieszania płynącej cieczy z gazem, zaraz za otworem wypływowym tworzy się burzliwa warstwa mieszania. Peryferyjne części strumienia, mające mniejszą prędkość niż elementy jądra, są silniej odchylane

od położenia początkowego przez przepływ cieczy i poruszają się mocniej po odgiętej trajektorii, co prowadzi do tworzenia się „podkowy”.

W wyniku unoszącego oddziaływania płynącej cieczy i stref cyrkulacyjnych elementy strumienia coraz bardziej i bardziej odchodzą od płaszczyzny symetrii – boczne ramiona „podkowy” rozchodzą się, przy czym staje się możliwe powstanie dodatkowego ruchu cyrkulacyjnego w samym strumieniu, tj. „parzystego wiru” o osiach równoległych do aerodynamicznej osi strumienia. Schemat tego przepływu pokazano na rysunku 4.21b. Im większa jest prędkość zewnętrznego przepływu i im większy jest początkowy kąt odchylenia strumienia, tym silniejsze jest odgięcie i krótszy odcinek początkowy.



Rys. 4.21. Formy strumienia w przekrojach poprzecznych (a) oraz schemat osiowosymetrycznego przekroju przy znoszeniu bocznym (b) [19]

Forma osi strumienia powietrza wpływającego boczenie do płynącej cieczy może być określona z otrzymanej doświadczalnie zależności [19]

$$\frac{x}{d} = \frac{q_{01}}{q_{02}} \cdot \left(\frac{y}{d}\right)^{2,55} + \frac{y}{d} \cdot \left(1 + \frac{q_{01}}{q_{02}}\right) \cdot \operatorname{ctg} \alpha \quad (4.35)$$

w której: x , y – współrzędne punktów (rys. 21b), d , α – średnica otworu wypływowego i kąt między kierunkiem osi otworu i kierunkiem unoszonego strumienia, $q_{01} = \rho_{\infty} \cdot V_{\infty}^2 / 2$, $q_{02} = \rho_0 \cdot U_0^2 / 2$ – napór w płynącej cieczy

i początkowym przekroju strumienia. Inne równanie doświadczalne [19] dla osi odchylanej przez przepływającą ciecz ma postać

$$\frac{x}{d} = \left(\frac{q_{01}}{q_{02}}\right)^{1,3} \cdot \left(\frac{y}{d}\right)^3 + \frac{y}{d} \cdot \operatorname{ctg} \alpha \quad (4.36)$$

Dla samozasysającego mieszadła tarczowego, na wysokości zawieszenia mieszadła dominuje składowa obwodowa prędkości, której wartość wynosi około 0,2 prędkości końca łopatki mieszadła (rozdział 6., rys. 6.34). Z kolei prędkość wypływu gazu z otworów zmienia się od 0,023 m/s dla $N = 360 \text{ min}^{-1}$ do 0,157 m/s dla $N = 500 \text{ min}^{-1}$. Po uwzględnieniu gęstości otrzymuje się wartości q_{01}/q_{02} w przedziale od 342100 do 14520, czyli poza zakresem stosowności, który dla zależności (4.35) wynosi od 2 do 22, a dla (4.36) od 12 do 1000. Oznacza to, że mimo podobieństwa zjawiskowego, obie te korelacje nie mogą być użyte do obliczeń w przypadku mieszadła samozasysającego. Również po dalszej analizie (rys. 6.41 i 6.42) można odnieść wrażenie, że strumień powietrza wypływający z otworów mieszadła samozasysającego odchyła się w stronę przeciwną niż kierunek przepływu cieczy (unoszenia przez ciecz), ale należy pamiętać, że jest to prędkość względem nieruchomego układu współrzędnych. Ponieważ łopatka porusza się z większą prędkością niż ciecz, to obraz zjawiska jest w rzeczywistości podobny do wcześniej omówionego. Należy jednak mieć na uwadze to, że w przypadku ruchu krzywoliniowego nie można w pełni stosować znanej z mechaniki zasady odwracalności ruchu, według której przy przeciwnym przyłożeniu sił jest realizowany ruch odwrotny i w ten sposób śmigło można „odwrócić” w wentylator, a śrubę napędową w turbinę wodną [21].

W literaturze [15, 25-30] można także znaleźć informacje o badaniach dotyczących formowania się pęcherzyków gazu w różnych otworach wylotowych (różniących się jednak geometrią od otworów badanego mieszadła) dla krzyżowego przepływu cieczy. Dość ciekawą propozycją badawczą [15] jest sporządzenie mapy dyspersji gazu na podstawie badań łopatki mieszadła w kanale, a następnie naniesienie na nią linii przepływu gazu przez mieszadło w celu określenia typu wypływu gazu. Jednak w odniesieniu do mieszadeł samozasysających nadal pozostaje prawdziwe zdanie sprzed niemal dwudziestu lat [31], że modelowanie mieszadeł samozasysających stanowi problem ze względu na małą wiedzę w zakresie mechanizmów powstawania pęcherzyków gazu w silnym przepływie krzyżowym.

4.1. Wnioski

Użycie metody fotooptycznej w przypadku mieszadeł wykonanych z przezroczystego materiału umożliwia obserwacje i analizę zjawisk zachodzących wewnątrz mieszadła.

Podciśnienie powstające za poruszającą się łopatką jest siłą napędową procesu dyspergowania gazu przez samozasysające mieszadło tarczowe. Zauważalny jest

jednak wpływ siły odśrodkowej na proces kształtowania się pęcherza gazowego wewnątrz mieszadła, czego dowodem jest uzyskana zgodność kształtu powierzchni międzyfazowej z przewidywaniami teoretycznymi.

Zmiany prędkości cieczy za łopatką powodują powstawanie zaburzeń powierzchni międzyfazowej i w konsekwencji odrywanie od niej pęcherzyków gazu. Oderwane pęcherzyki wypływają na zewnątrz otworu wylotowego i mogą ulegać dalszemu rozdrabnianiu, jeżeli pozwala na to energia wirów [22].

Istniejące w literaturze przedmiotu modele wypływu gazu do strumienia cieczy bazują na uzyskanych doświadczalnie profilach prędkości.

Przedstawione modele wypływu strumienia gazu do cieczy nie w pełni zgadzają się z wynikami doświadczeń uzyskanymi metodami fotooptycznymi dla samozasysającego mieszadła tarczowego.

4.2. Literatura

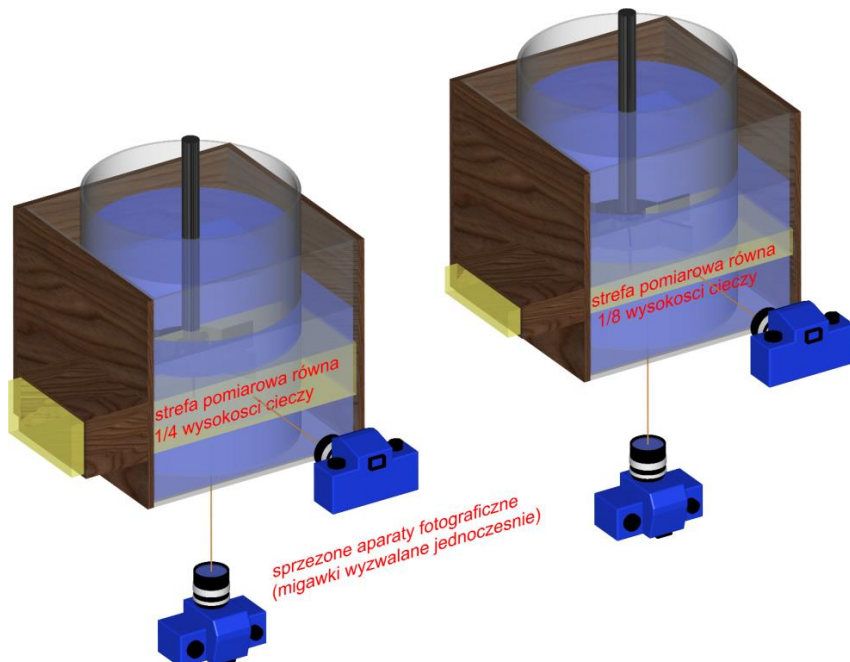
- [1] Stelmach J., *Badanie pracy samozasysającego mieszadła tarczowego*, Praca doktorska, Politechnika Łódzka, 2000.
- [2] Patwardahan A.W., Joshi J.B., *Design of gas-inducing reactors*, Industrial Engineering Chemical Research, 38, ss. 49-80, 1999.
- [3] Ju F., Cheng Z.-M., Chen J.-H., Chu X.-H., Zhou Z.-M., Yuan P.-Q., *A novel design for a gas-inducing impeller at the lowest critical speed*, Chemical Engineering Research and Design, 87, ss. 1069-1074, 2009.
- [4] Poncin S., Nguyen C., Midoux N., Breyse J., *Hydrodynamics and volumetric gas-liquid mass transfer coefficient of a stirred vessel equipped with a gas-inducing impeller*, Chemical Engineering Science, 57, ss. 3299-3306, 2002.
- [5] Murthy B.N., Kasundra R.B., Joshi J.B., *Hollow self-inducing impellers for gas-liquid dispersion: Experimental and computational study*, Chemical Engineering Journal, 141, ss. 332-345, 2008.
- [6] Busciglio A., Caputo G., Scargiali F., *Free-surface shape in unbaffled stirred vessel: Experimental study via digital image analysis*, Chemical Engineering Science, 104, ss. 868-880, 2013.
- [7] Błasiński H., Młodziński B., *Aparatura przemysłu chemicznego*, WNT, Warszawa 1983.
- [8] Stelmach J., *Powierzchnia międzyfazowa wewnątrz samozasysającego mieszadła tarczowego*, Materiały VI Kongresu Technologii Chemicznej, Warszawa 2009.
- [9] Stelmach J., *Powierzchnia międzyfazowa wewnątrz samozasysającego mieszadła tarczowego*, Chemik – nauka – technika – rynek (suplement), 6, s. 278, 2009.
- [10] Емцев Б.Т., *Техническая гидромеханика*, Машиностроение, Москва, 1978.
- [11] Forrester S.E., Rielly C.D., Carpenter K.J., *Gas-inducing impeller design and performance characteristics*, Chemical Engineering Science, Vol. 53, No. 4, ss. 603-615, 1998.
- [12] Deshmukh N.A., Patil S.S., Joshi J.B., *Gas induction characteristics of hollow self-inducing impeller*, Chemical Engineering Research and Design, 84, ss. 124-132, 2006.

- [13] Wang Z., Peng X., Li X., Wang S., Cheng Z., Ju F., *Impact of liquid driving flow on the performance of a gas-inducing impeller*, Chemical Engineering and Processing, 69, ss. 63-69, 2013.
- [14] Stelmach J., Rzyński E., *Wpływ pęcherzyków gazu z mieszaniną samozasysającego*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 42 (34), 5s, ss. 192-194, 2003.
- [15] Forrester S.E., Rielly C.D., *Bubble formation from cylindrical, flat and concave sections exposed to a strong liquid cross-flow*, Chemical Engineering Science, Vol. 53, No. 8, ss. 1517-1527, 1998.
- [16] Paul E.L., Atiemoto-Obeng V.A., Kresta S.M., *Handbook of industrial mixing. Science and practice*, John Wiley & sons, Hoboken, 2004.
- [17] Stelmach J., Rzyński E., Tomalczyk M., *Technika rejestracji obrazu w procesie mieszania*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 42 (34), 5s, ss. 195-197, 2003.
- [18] Perry R.H., Green D.W., Maloney J.O., *Perry's Chemical Engineers' Handbook*, 7th edition, McGraw-Hill, New York 1997.
- [19] Абрамович Г.Н., *Теория турбулентных струй*, Наука, Москва, 1984.
- [20] Serwiński M., *Zasady inżynierii chemicznej i procesowej*, WNT, Warszawa, 1982.
- [21] Меркулов В.И., *Гидродинамика знакомая и незнакомая*, Наука, Киев 1989.
- [22] Rzyński E., Stelmach J., *Dyspersgowanie gazu przez samozasysające mieszadło tarczowe*, Czasopismo Techniczne Mechanika, 101, z. 4-M, ss. 231-241, 2004.
- [23] Kulkarni A.A., Joshi B.J., *Bubble formation and bubble rise velocity in gas-liquid systems: A review*, Industrial Engineering Chemical Research, 44, ss. 5873-5931, 2005.
- [24] Cieslinski J.T., Mosdorf R., *Gas bubble dynamics – experiment and fractal analysis*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 48, ss. 1808-1818, 2005.
- [25] Sen D., Balzan M.A., Nobes D.S., Fleck B.A., *Bubble formation and flow instability in an effervescent atomizer*, Journal of Vision, 17, ss. 113-122, 2014.
- [26] Zhang L., Shoji M., *Aperiodic bubble formation from a submerged orifice*, Chemical Engineering Science, 56, ss. 5371-5381, 2001.
- [27] Zhang W., Tan R.B.H., *A model for bubble formation and weeping at a submerged orifice*, Chemical Engineering Science, 55, ss. 6243-6250, 2000.
- [28] Tan R.B.H., Chen W.B., Tan K.H., *A non-spherical model for bubble formation with liquid cross-flow*, Chemical Engineering Science, 55, ss. 6259-6267, 2000.
- [29] Iliadis P., Douptsoglou V., Stamatoudis M., *Effect of orifice submergence on bubble formation*, Chemical Engineering and Technology, 23, ss. 3413-45, 2000.
- [30] Kulkarni A.A., Joshi J.B., *Bubble formation and bubble rise velocity in gas-liquid systems: A review*, Industrial and Engineering Chemistry Research, 44, ss. 5873-5931, 2005.
- [31] Forrester S.E., *Hydrodynamics of gas-inducing impeller*, PhD thesis, University of Cambridge, 1995.
- [32] Poncin S., Nguyen C., Midoux N., Breyse J., *Hydrodynamics and volumetric gas-liquid mass transfer coefficient of a stirred vessel equipped with a gas-inducing impeller*, Chemical Engineering Science, 57, ss. 3299-3306, 2002.
- [33] Sardeindg R.F., Poux M., Xuereb C., *Development of a new gas-inducing turbine family: The partially shrouded turbine*, Industrial & Chemical Engineering Research, 45, ss. 4791-4804, 2006.
- [34] Ju. F., Cheng Z.-M., Chen J.-H., Chu X.-H., *A novel design for a gas-inducing impeller at the lowest critical speed*, Chemical Engineering Research & Design, 87, ss. 1069-1074, 2009.

5. POMIARY PRĘDKOŚCI Z UŻYCIEM ZNACZNIKÓW PRZEPŁYWU

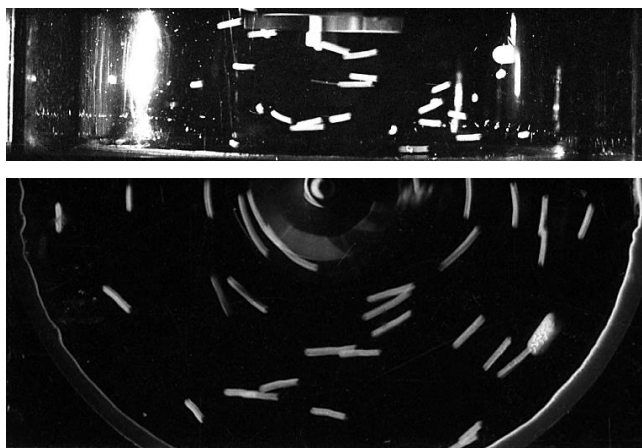
5.1. Pomiary prędkości cieczy w układzie jednofazowym

Pomiary prędkości w oparciu o znaczniki przepływu mają długą historię i były stosowane jeszcze przed upowszechnieniem się komputerów osobistych [1-6]. W pomiarach własnych zastosowano ustawienie sprzętowe przedstawione na rysunku 5.1. Mieszadło turbinowo-tarczowe (Rushtona) o średnicy $D = T/3$ zawieszono na wysokości $H/4$ nad dnem mieszalnika ($T = 292$ mm) bez przegród. Stanowisko doświadczalne wyposażono w dwa aparaty fotograficzne o wzajemnie prostopadłych osiach optycznych obiektywów, umożliwiające wykonywanie synchronicznych zdjęć zawartości mieszalnika (równoczesne wyzwolenie migawek obu aparatów zapewniał podwójny mechaniczny wąż spustowy). Oś optyczna jednego aparatu była równoległa do osi mieszalnika, a drugiego prostopadła do niej. Doświadczenia przeprowadzono w rozwiniętym przepływie burzliwym cieczy (woda destylowana) przy częstotliwości obrotowej $N = 300 \text{ min}^{-1}$ ($Re \approx 50000$). Podczas pomiarów stosowano oświetlenie $1/4$ lub $1/8$ wysokości cieczy w mieszalniku od osi mieszadła do ścianki (czyli otrzymywano 4 lub 8 stref pomiarowych – rys. 5.1) oświetlaczem halogenowym tak, że czas naświetlania wynosił $1/30$ sekundy.



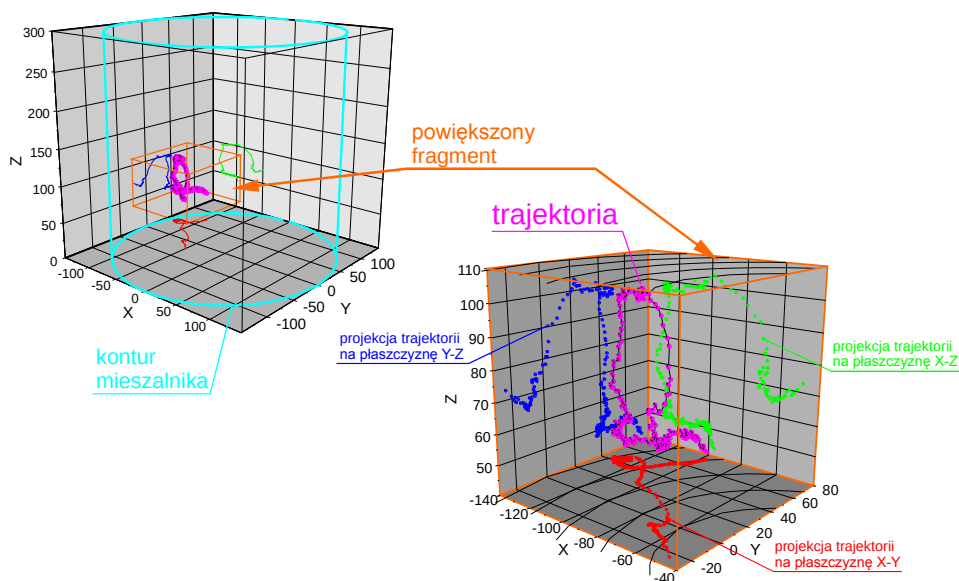
Rys. 5.1. Schemat stanowiska pomiarowego z zaznaczonymi kolorem żółtym strefami pomiarowymi

Przy zastosowanym czasie naświetlania $1/30$ s otrzymywano ślady toru wskaźnika widoczne na rysunku 5.2.



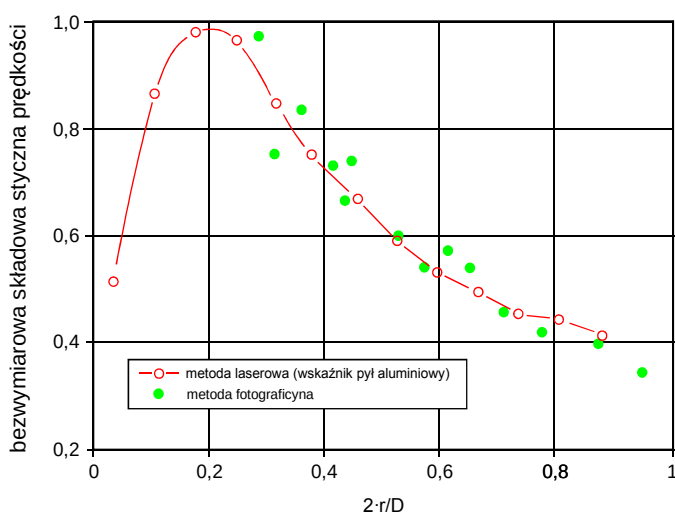
Rys. 5.2. Przykładowe ślady toru znacznika
(wysokość strefy pomiarowej równa $1/4$ wysokości cieczy w zbiorniku)

W czasie pomiaru znacznik przepływu porusza się w przestrzeni trójwymiarowej (rys. 5.3). Gdy jeden aparat zarejestruje projekcję trajektorii na płaszczyznę X-Y, a drugi na płaszczyznę X-Z (lub Y-Z), to możliwe jest odtworzenie położenia znacznika w przestrzeni [9].



Rys. 5.3. Przykładowa trajektoria znacznika przepływu w mieszalniku

Na powiększeniach otrzymywanych par zdjęć mierzono długość śladów torów znaczników, współrzędne kartezjańskie punktów początkowych i końcowych śladów oraz odległości punktów początkowych i końcowych śladów od osi mieszalnika. Zdjęcia wykonane aparatem umieszczonym z boku dostarczały informacji o odległości punktów początkowych i końcowych śladów od płaszczyzny poziomej wyznaczonej osią optyczną obiektywu, czyli o wysokościach. Znajomość długości śladu i czasu naświetlania pozwala na określenie prędkości znacznika (właściwie średniej prędkości w czasie naświetlania). Na rysunku 5.4 przedstawiono porównanie rozkładów składowych obwodowych średniej prędkości cieczy pod mieszadłem zmierzonej metodą fotograficzną oraz anemometrem laserowym w środku strefy z zastosowaniem pyłu aluminiowego jako znacznika.

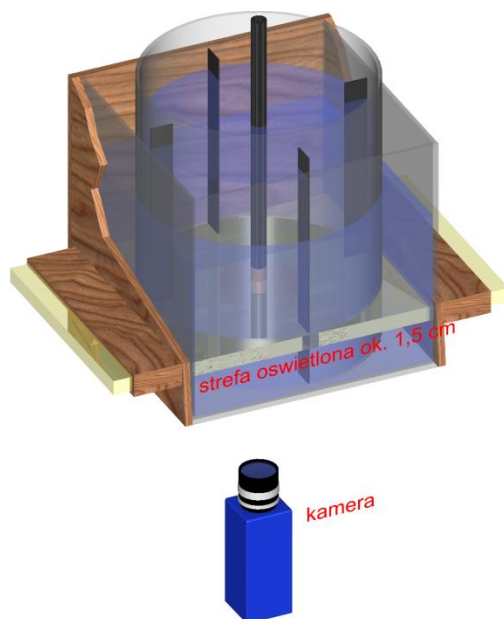


Rys. 5.4. Porównanie pomiarów składowej stycznej średniej prędkości wykonanych metodami laserową i fotograficzną [3]

Pomimo uzyskania dobrej zgodności z metodą *LDA*, metoda oparta o pomiary śladów znaczników ma obecnie znaczenie historyczne ze względu na trudności w automatycznym rozpoznawaniu śladów znaczników. Z punktu widzenia automatyzacji pomiarów prostsze jest opisane w rozdziale 1 znajdowanie obrazów znaczników uzyskanych przy krótkim czasie naświetlania. Metody tej użyto z myślą o pomiarach w układzie ciecz-gaz, w którym to układzie kolorowe znaczniki powinny być łatwo odróżnialne od pęcherzyków gazu.

Pomiary zostały wykonane w szklanym zbiorniku o średnicy wewnętrznej $T = 292$ mm zaopatrzonym w cztery standardowe przegrody. Zbiornik był wypełniony wodą do wysokości $H = 300$ mm ($H \approx T$). Nad dnem zbiornika na wysokości $h_m = 62$ mm było umieszczone samozasysające mieszadło tarczowe o średnicy $D = 125$ mm. Częstość obrotowa mieszadła wynosiła $N = 342 \text{ min}^{-1}$,

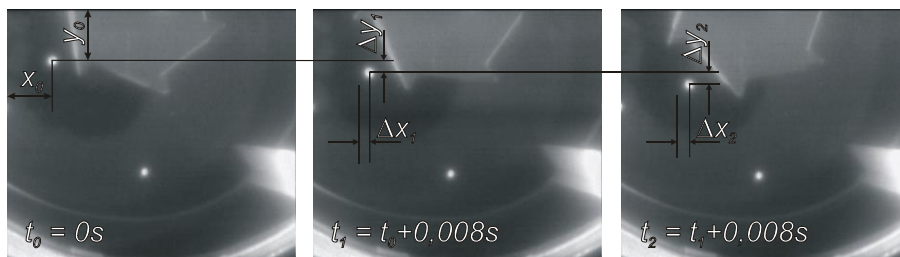
a otwór w wale mieszadła był zaślepiiony (mieszadło pracowało bez dyspergowania gazu). Użyto 10 wskaźników przepływu. Z boków zbiornika umieszczono dwa oświetlacze halogenowe o mocy 1000 W każdy. Oświetlały one poprzez tunele świetlne dolną część zbiornika na poziomie mieszadła. Schemat stanowiska pomiarowego przedstawiono na rysunku 5.5.



Rys. 5.5. Schemat stanowiska pomiarowego

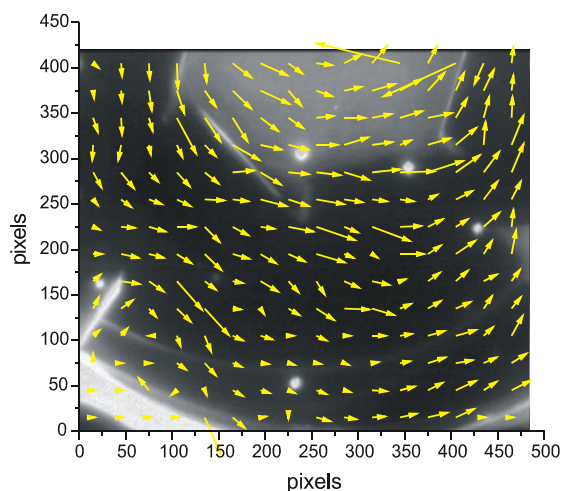
Kamera *Redlake Motion Scope PCI 500C* o rozdzielczości 420x480 pikseli była umieszczona pod dnem zbiornika, a oś optyczna obiektywu była prostopadła do dna. Ostrość obrazu ustawiono na dolną część mieszadła. Zastosowano częstotliwość filmowania 125 kl/s. Ruch znaczników przepływu został zarejestrowany na 10 filmach (format AVI) składających się z 256 klatek każdy. Filmy były przekształcane na zbiór poszczególnych klatek w formacie BMP. Przykładowe obrazy pokazano na rysunku 5.6, który przedstawia również ideę pomiaru prędkości w oparciu o obrazy znaczników, czyli metodę Particle Tracking Velocimetry (PTV). Używając programu *MathCAD* z pakietem *Image Processing*, określano położenie środka obrazu określonego znacznika na dwu kolejnych klatkach. Współrzędne kartezjańskie z pierwszej klatki stanowią początek wektora, natomiast współrzędne z drugiej klatki określają położenie końca wektora przesunięcia znacznika. Na podstawie obliczonych przesunięć w pionie i w poziomie odszukiwano na trzeciej klatce obraz znacznika i określano współrzędne kartezjańskie jego środka. Określają one współrzędne kolejnego wektora, którego początek ma te same współrzędne co koniec poprzedniego wektora. Procedurę tę powtarzano dla kolejnych klatek i kolejnych znaczników

(rys. 5.6). Otrzymano w ten sposób wektory przesunięć znaczników przepływu. Ponieważ skala obrazowa wszystkich klatek jest taka sama i odstępy czasowe między klatkami również są równe, to można te wektory utożsamiać z wektorami prędkości.



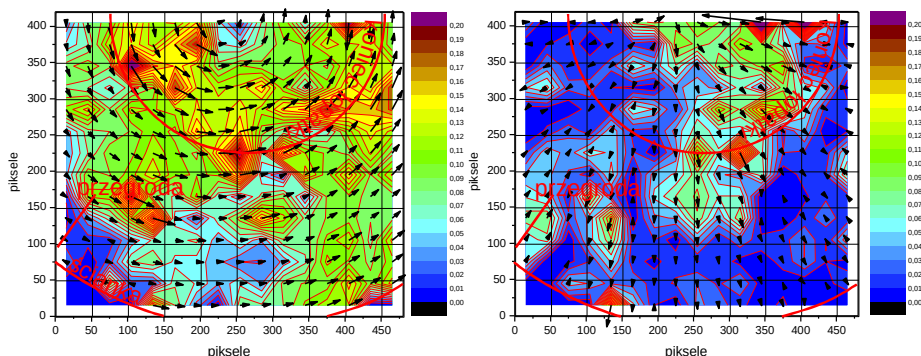
Rys. 5.6. Przeszczenia znaczników na kolejnych klatkach filmu

Ponieważ w tej metodzie nie jest możliwa obserwacja znaczników przechodzących przez określony punkt (tak jak ma to miejsce w metodzie *LDA*), to w celu uzyskania informacji o prędkościach znaczników uśredniano wartości przesunięć w obszarach o rozmiarach 30x30 pikseli (jest to rozmiar zbliżony do stosowanego w metodzie *PIV*). Środek takiego obszaru wyznacza początek wektora, natomiast przesunięcia wzdłuż osi odciętych i rzędnych wyznaczają koniec wektora w kartezjańskim układzie współrzędnych. Uzyskane wektory prędkości przedstawiono na rysunku 5.7 ($D = 125 \text{ mm}$, $H = 300 \text{ mm}$ i $N = 342 \text{ min}^{-1}$). Zwroty wektorów potwierdzają obwodowy kierunek przepływu cieczy oraz ukazują tworzący się za przegradą wir.



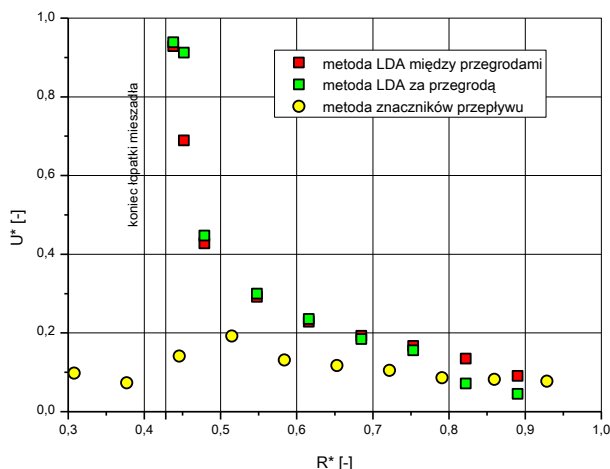
Rys. 5.7. Wektory prędkości znaczników przepływu (cieczy) [7]

Na rysunku 5.8 przedstawiono mapy składowych prędkości wraz z wektorami. Wektory składowej obwodowej są dłuższe. Obserwuje się zmiany zwrotu wektorów za przegrodą odpowiadające powstającemu za nią wirowi wstęcznemu. Można również zauważyć wydłużenie wektorów składowej obwodowej za przegrodą, gdzie na skutek zmniejszenia się przekroju powinna wzrastać prędkość.



Rys. 5.8. Mapy prędkości obwodowych i promieniowych uzyskane na podstawie analizy ruchu znaczników przepływu [7]

Na rysunku 5.9 porównano bezwymiarowe prędkości wypadkowe uzyskane z użyciem znaczników przepływu z prędkościami zmierzonymi laserowym anemometrem dopplerowskim [8].



Rys. 5.9. Porównanie bezwymiarowych prędkości metodą *LDA* i znaczników przepływu

Poza obszarem mieszadła zgodność wartości uzyskanych oboma metodami jest zadowalająca. Duże różnice prędkości w obszarze mieszadła wynikają ze specyfiki obu metod. W metodzie *LDA* pomiar odbywał się na środku wysokości

mieszadła. Prędkości znaczników przepływu mierzono w warstwie o grubości około 3 cm (ograniczenie to wynika z wymaganej bardzo dużej intensywności oświetlenia do pracy kamer). Bardzo rzadko znacznik przepływu podlegał bezpośredniemu działaniu łopatkı mieszadła, która mogła mu nadać większą prędkość, tak jak to ma miejsce w przypadku cząstek trasera używanych w anemometrii laserowej.

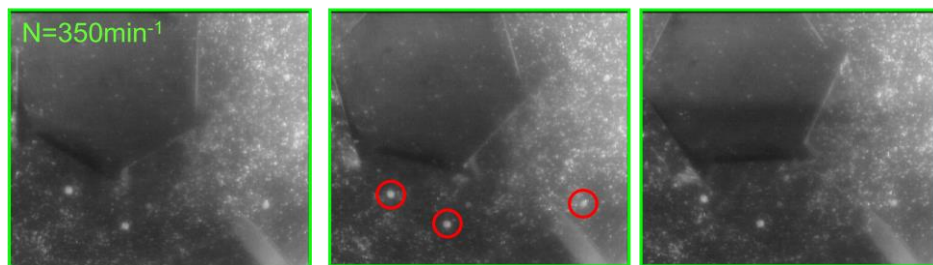
Użycie znaczników przepływu do pomiarów prędkości cieczy wiąże się z wieloma niedogodnościami:

- liczba znaczników widocznych na jednej klatce filmu nie może być zbyt duża, bo większa liczba utrudnia śledzenie ruchu,
- ograniczenie liczby znaczników powoduje, że aby uzyskać miarodajne dane należy przeanalizować dużą liczbę klatek (zdjęć), co wydłuża czas analizy,
- ze względu na wymagania co do liczebności znaczników grubość przestrzeni obserwacyjnej musi wynosić przynajmniej 1 cm.

Poważnym ograniczeniem opisaney metody jest mała rozdzielczość kamer. Konsumenckie kamery o dużej rozdzielczości mają zbyt małą szybkość rejestracji kolejnych klatek, natomiast kamery o większej szybkości są bardzo drogie. Dlatego po przeprowadzonych próbach stwierdzono, że lepsze rezultaty da użycie systemu *PIV*.

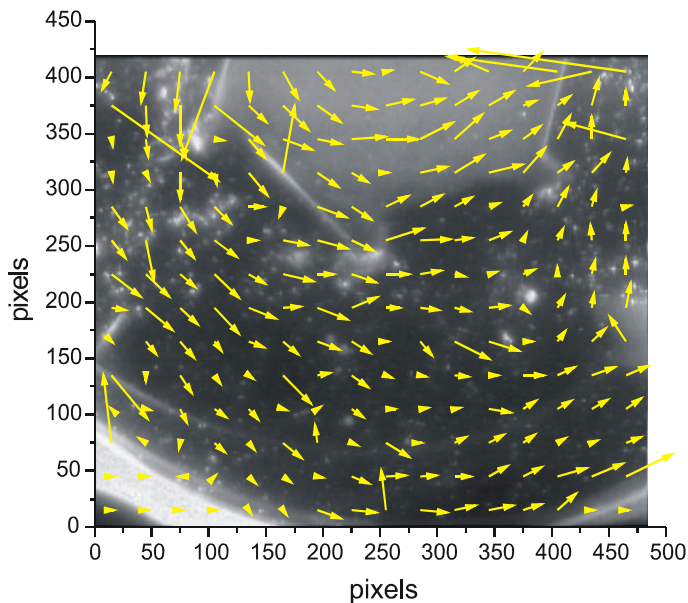
5.2. Pomiary prędkości cieczy w układzie dwufazowym

Próby wstępne przeprowadzone w układzie ciecz-gaz wykazały, że znaczniki przepływu są widoczne na uzyskanych obrazach (rys. 5.10).



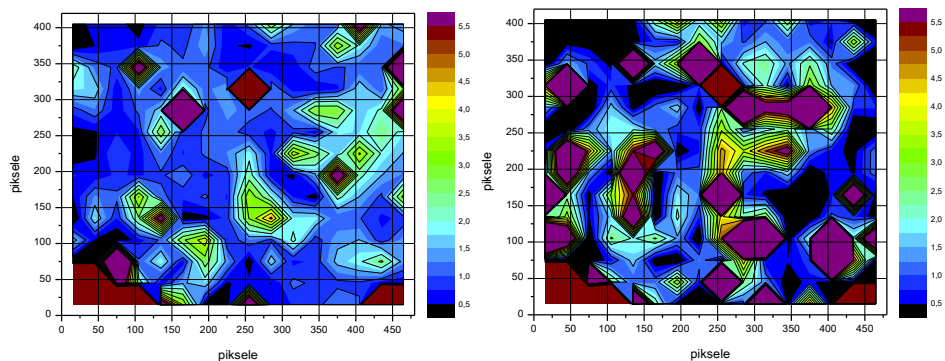
Rys. 5.10. Znaczniki przepływu w układzie ciecz-gaz

Jeszcze lepsze efekty można osiągnąć stosując fotografię lub film barwny. Jednak w toku badań okazało się, że pęcherzyki gazu przywierają do znaczników przepływu, co powoduje ich wypływanie i uniemożliwia pomiary przy większych zatrzymaniach fazy gazowej. Na rysunku 5.11 przedstawiono wektory prędkości znaczników przepływu na wysokości mieszadła dla warunków $D = 125$ mm, $H = 300$ mm i $N = 342$ min⁻¹.



Rys. 5.11. Wektory prędkości znaczników przepływu w układzie ciecz-gaz

W porównaniu do układu jednofazowego (rys. 5.7) wektory mają podobne długości, ale ich zwroty są mniej uporządkowane. Może to świadczyć o oddziaływaniu pęcherzyków na ruch znaczników. Dokładniejszego porównania prędkości znaczników w układzie jedno- i dwufazowym dokonano po rozłożeniu prędkości na składowe: obwodową i promieniową. Na rysunku 5.12 przedstawiono ilorazy prędkości promieniowych i obwodowych znaczników w układzie jedno- i dwufazowym na poziomie mieszadła.



Rys. 5.12. Ilorazy prędkości obwodowych i promieniowych w układzie jedno- i dwufazowym

Duże, kilkukrotne, różnice obserwuje się w przypadku składowej promieniowej. Natomiast wartości ilorazów prędkości obwodowej wykazują mniejsze zróżnicowanie i wartości bardziej zbliżone do jedności.

5.3. Wnioski

Znaczniki przepływu łatwo wizualizują przepływ cieczy w mieszalniku. Na podstawie analizy serii zdjęć można określić średnie prędkości cieczy w wybranych punktach analizowanego przekroju mieszalnika. W odniesieniu do metody LDA największe różnice występują w obszarze mieszadła.

W przypadku wykonania synchronicznych (jednoczesnych) zdjęć dwoma aparatami o prostopadłych osiach optycznych można określić wszystkie trzy składowe prędkości.

Poważną trudnością automatyzacji tej metody pomiarowej jest śledzenie znaczników przy większej ich liczebności. Z kolei zmniejszenie liczebności znaczników w mieszalniku skutkuje koniecznością wykonania większej liczby zdjęć. Dlatego metoda ta jest bardzo czasochłonna.

Jedynie przy niewielkiej liczebności pęcherzyków (niewielkim zatrzymaniu fazy gazowej) możliwe jest określanie prędkości znaczników w układzie dwufazowym ciecz-gaz. Jednak i wówczas rezultaty nie są zadowalające.

Metoda określania prędkości cieczy z użyciem znaczników przepływu wymaga opracowania własnego oprogramowania PTV. Dlatego, pomimo względnie małych kosztów czasowych w przypadku użycia fotografii cyfrowej, metoda ta nie znajduje obecnie zastosowania.

5.4. Literatura

- [1] Tomalczyk M., *Prędkość względna ziaren zawieszony w mieszalniku z przegrodami*, Materiały VI Ogólnopolskiego seminarium „MIESZANIE”, ss. 237-240, Kraków-Zakopane, 1993.
- [2] Tomalczyk M., *Równowaga dynamiczna ziarna w mieszanej zawieszynie*, Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej, Inżynieria Chemiczna, Nr 20, ss. 143-155, Łódź 1995.
- [3] Heim A., Rzyski E., Stelmach J., Tomalczyk M., *Wskaźniki przepływu stosowane do pomiaru prędkości cieczy w mieszalniku*, Prace Wydziału Inżynierii Chemicznej i Procesowej Politechniki Warszawskiej, T. XXV, z. 1-3, ss. 109-114, Warszawa 1999.
- [4] Heim A., Tomalczyk M., Leśniak A., *Porównanie amplitud oscylacji prędkości cieczy i prędkości względnej ziarna ciała stałego w mieszalniku z przegrodami*, Materiały V Ogólnopolskiej Konferencji Przepływów Wielofazowych, Tom I, ss. 96-101, Gdańsk 1997.
- [5] Heim A., Tomalczyk M., Sadowy A., *Porównanie prędkości względnej ziaren z rozmiarami wirów cieczy w mieszalniku zawiesziny*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 42 (34), 3s, ss. 66-67, 2003.

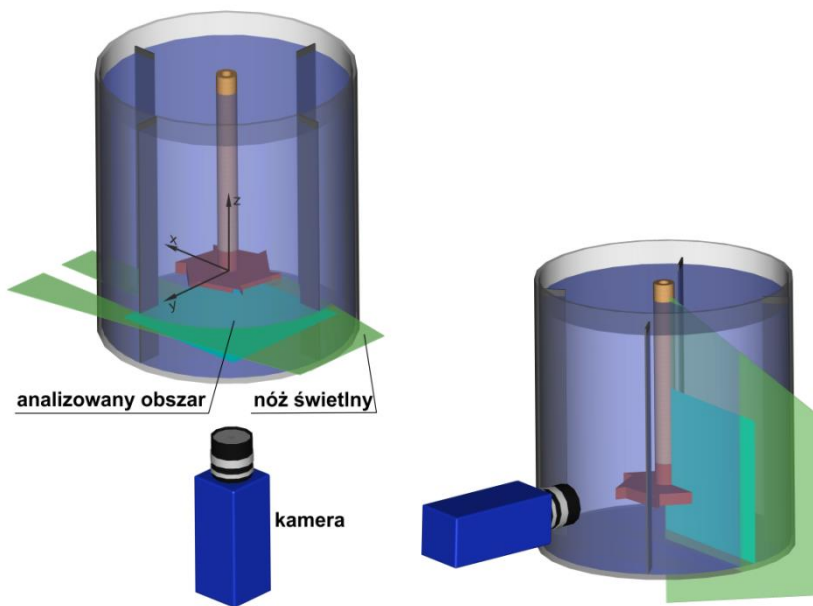
- [6] Heim A., Tomalczyk M., Sadowy A., *Zastosowanie szybkich kamer video do pomiaru prędkości w mieszalniku zawiesziny*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 41 (33), 3s, ss. 51-52, 2002.
- [7] Stelmach J., *Pomiary prędkości cieczy w mieszalniku z użyciem znaczników przepływu*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 47 (40), 1, ss. 112-113, 2009.
- [8] Stelmach J., Rzycki E., Heim A., *Rozkłady prędkości średnich na wysokości samozasysającego mieszadła tarczowego*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 41 (33), 4s, ss. 115-117, 2002.
- [9] Pitiot P., Falk L., *Characterization of flow and mixing in an open system by a trajectography method*, Materiały 10th European Conference on Mixing, ss. 337-344, Delft, Holandia, 2000.

6. POMIARY PRĘDKOŚCI METODAMI *LDA* i *PIV*

6.1. Pomiary prędkości cieczy w układzie jednofazowym

6.1.1. Ustawienia warunków pomiarowych

Pomiary metodą *PIV* przeprowadzono w szklanym płaskodennym zbiorniku o średnicy $T = 292$ mm. W zbiorniku znajdowały się 4 standardowe przegrody ($B = 0,1 \cdot T$). Samozasysające mieszadło tarczowe o średnicy $D = 125$ mm znajdowało się na wysokości $h = 62$ mm nad dnem zbiornika. Częstości obrotowe mieszadła wynosiły $N = 300, 360, 420, 480, 540, 600$ i 660 min^{-1} . W trakcie pomiarów otwór w wale był zaślepiony i mieszadło nie dyspergowало gazu. Zbiornik do wysokości $H = T$ był wypełniony wodą destylowaną, do której dodano szklane kulki traseira o średnicy $10 \mu\text{m}$. Pod dnem zbiornika umieszczono kamerę o rozdzielczości 2048×2048 pikseli. Pole obrazowe obejmowało ponad $1/4$ przekroju mieszalnika z widocznymi dwoma kolejnymi przegrodami. Laserowy nóż świetlny o grubości ok. 1 mm oświetlał wnętrze mieszalnika przez ściankę boczną (rys. 6.1).



Rys. 6.1. Schemat stanowiska pomiarowego

Zbiornik oświetlano na następujących wysokościach nad dnem: $h_s = 18, 30, 45, 52, 62, 71, 80, 95, 110, 125, 145, 165, 185, 205, 225, 245$ i 265 mm. Dla każdej częstości obrotowej i wysokości wykonywano po 100 podwójnych zdjęć

o rozdzielczości liniowej ok. 12 px/mm (ze względu na konieczność przesuwania kamery w pionie granice klatek na poszczególnych poziomach były nieco przesunięte). Dla częstości obrotowych $N = 300$ i 600 min^{-1} wykonano również zdjęcia przez ściankę boczną, gdy nóż świetlny pokrywał się z płaszczyzną wyznaczaną przez oś mieszalnika i dwusieczną kąta między przegrodami. W tym ustawieniu analizowany obszar znajdował się w dolnej części mieszalnika (ze względu na kwadratową matrycę kamery i zapewnienie jak największej rozdzielczości nie obejmował on całego przekroju mieszalnika) i przegroda zasłaniała obszar w pobliżu ścianki.

Podobną serię badań metodą *PIV* przeprowadzono z użyciem znacznika z barwnikiem fluorescencyjnym (rodamina B) i roztworu NaCl o stężeniu $0,1 \text{ mol/dm}^3$. Na obiektyw kamery był nałożony filtr optyczny odcinający promieniowanie o długości fali krótszej od 560 nm. Częstości obrotowe mieszadła wynosiły $N = 360, 400, 420, 450, 480, 500$ i 540 min^{-1} , natomiast zdjęcia były wykonywane z częstotliwością 2,1 Hz tak, aby obraz łopatkki na kolejnych zdjęciach wypadał w różnych miejscach. Pomiarów dokonano na wysokościach $h_s = 18, 30, 45, 52, 62, 71, 80, 95 \text{ mm}$ (płaszczyzna noża świetlnego równoległa do dna zbiornika, kamera pod dnem zbiornika) oraz symetrycznie między przegrodami i ok. $2,5^\circ$ przed przegrodą (płaszczyzna noża świetlnego przechodząca przez oś mieszalnika).

Uzyskane obrazy przetwarzano w programie *DaVis 7.2* firmy *Lavision*. Zastosowano dwuprzebiegową obróbkę danych. W pierwszym przebiegu rozmiary pola pomiarowego były 2 razy większe niż w drugim przebiegu. W trakcie końcowej obróbki danych nie stosowano wygładzania wyników.

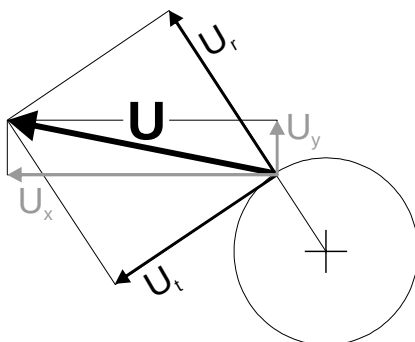
Badania metodą *LDA* przeprowadzono w tym samym układzie zbiornik-mieszadło. Punkty pomiarowe były położone w płaszczyźnie wyznaczonej przez oś wału i dwusieczną kąta między przegrodami. Wyniki tych badań były wcześniej opublikowane [2, 3] w postaci profili średnich bezwymiarowych prędkości na środku wysokości mieszadła. Jeden z profili wyznaczono symetrycznie między przegrodami, a drugi ok. $2,5^\circ$ za przegrodą. Uzyskane w ten sposób dane potraktowano jako wartości odniesienia, gdyż metoda ta nie wymaga ustawiania żadnych parametrów pomiarowych.

6.1.2. Ustalenie parametrów pomiarowych

Ze względu na ograniczoną ilość danych literaturowych dotyczących metodyki pomiarowej metodą *PIV*, pierwsza seria pomiarowa miała na celu określenie optymalnych ustawień aparatury pomiarowej i parametrów obróbki danych w programie *DaVis 7.2*. Pewną niedogodnością metody *PIV* jest to, że należy określić odstęp czasu między pierwszym i drugim błyskiem (impulsem) lasera dla pola pomiarowego o znanej wielkości i założonego przesunięcia cząstek trasera na zdjęciach (stosowano przesunięcie 10 pikseli). Do obliczenia tego czasu potrzebna jest znajomość prędkości z jaką przesuwają się cząstki

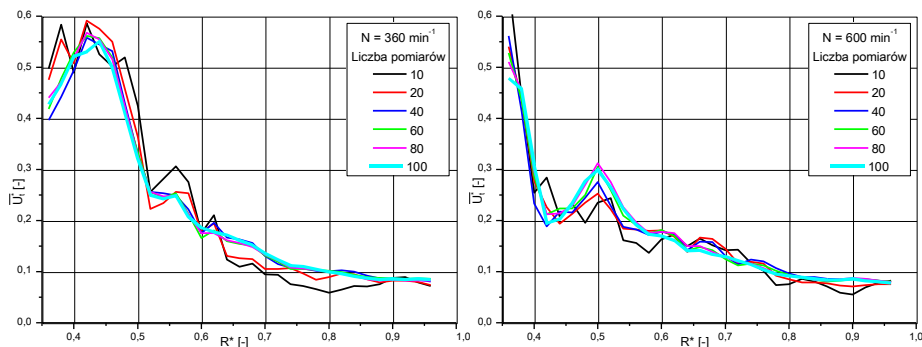
trasera, a ta prędkość ma być właśnie mierzona! Zapewnienie wymaganego przesunięcia obrazów cząstek trasera jest trudne w przypadku występowania dużych różnic prędkości cieczy w polu pomiarowym, np. w pobliżu łopatki mieszadła i przy ścianie mieszalnika.

Ponieważ zastosowany program podaje wartości składowych prędkości w kartezjańskim układzie współrzędnych, w celu umożliwienia porównania wyników z wynikami uzyskanymi metodą *LDA*, zastosowano przeliczanie uzyskanych danych na układ biegunowy (rys. 6.2).



Rys. 6.2. Analizowane składowe prędkości

Dane literaturowe sugerują [25], że do otrzymania prawidłowych wyników średnich prędkości cieczy wymagana jest informacja z minimum 50 obrazów. Dla częstości obrotowych $N = 360$ i 600 min^{-1} sprawdzono rozbieżności między profilami bezwymiarowej prędkości obwodowej (tzn. po podzieleniu przez prędkość końca łopatki mieszadła) między przegrodami na wysokości mieszadła uzyskanymi na podstawie 10, 20, 40, 60, 80 i 100 pomiarów w połowie wysokości mieszadła. Uzyskane poprzez interpolację wyniki dla dwusiecznej kąta między przegrodami przedstawiono na rys. 6.3 [1].



Rys. 6.3. Profile bezwymiarowych prędkości obwodowych w zależności od liczby pomiarów

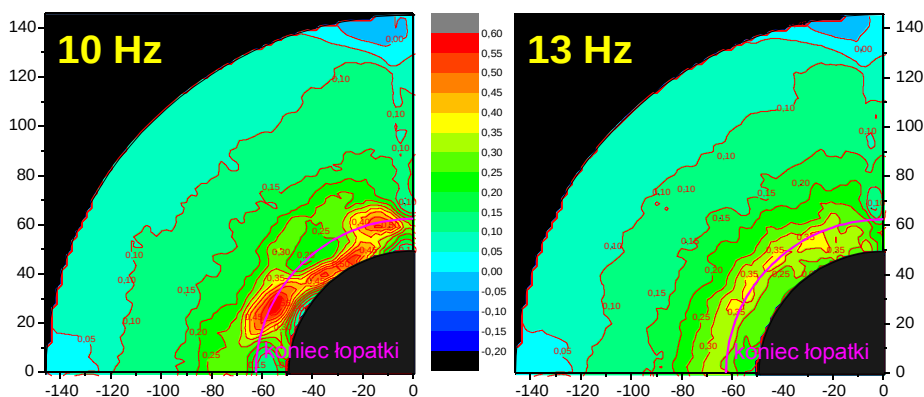
Praktycznie nie obserwuje się różnic w profilach, począwszy od 60 pomiarów, co potwierdza informacje literaturowe. W celu stwierdzenia, czy nie

występują różnice między profilami prędkości dla różnej liczby pomiarów zastosowano analizę wariancji w odniesieniu do wartości dla 100 pomiarów. Uzyskane wyniki zestawiono w tabeli 6.1. We wszystkich przypadkach otrzymano wartość F mniejszą od wartości krytycznej na poziomie istotności $\alpha = 0,05$, co oznacza, że między badanymi profilami prędkości nie ma znaczących różnic. Dla zmniejszenia prawdopodobieństwa popełnienia błędu przyjęto najmniejszą liczbę pomiarów równą 100.

Tabela 6.1. Wyniki analizy wariancji

Liczba pomiarów	Średnia		Wariancja		F		F_{kr}
	$N = 360 \text{ min}^{-1}$	$N = 600 \text{ min}^{-1}$	$N = 360 \text{ min}^{-1}$	$N = 600 \text{ min}^{-1}$	$N = 360 \text{ min}^{-1}$	$N = 600 \text{ min}^{-1}$	
20	0,2278	0,1691	0,03263	0,01119	0,011279	0,028489	4,0012
40	0,2241	0,1713	0,02511	0,01067	0,000541	0,007719	
60	0,2253	0,1747	0,02675	0,01127	0,00255	0,001484	
80	0,2246	0,1775	0,02693	0,01157	0,001148	0,021275	
100	0,2232	0,1736	0,02504	0,00101			

Sprawdzono również wpływ częstości próbkowania (pomiarów prędkości chwilowych) na uzyskiwane wyniki. Dla częstości obrotowej mieszadła $N = 600 \text{ min}^{-1}$ wykonano pomiary przy dwóch częstościach próbkowania: 10 i 13 Hz. Dla częstości 10 Hz obrazy łopatek na kolejnych zdjęciach wypadają w tym samym miejscu (efekt synchronizacji), natomiast dla częstości 13 Hz obrazy łopatek są na kolejnych klatkach przesunięte o pewien kąt. Na rysunku 6.4 przedstawiono mapy bezwymiarowych prędkości obwodowych dla omówionych częstości próbkowania.



Rys. 6.4. Prędkości obwodowe dla $N = 600 \text{ min}^{-1}$ i różnych częstości próbkowania

Przedstawione mapy prędkości obwodowych wykazują bardzo duże różnice w pobliżu końca łopatki mieszadła. Przeprowadzona analiza wariancyjna dla składowych obwodowej i promieniowej (tabela 6.2) wykazuje niejednorodność

wariancji ($U^2 > \chi^2$) i nierówność średnich ($F > F_{kr}$) dla całego obszaru pomiarowego (czyli dane nie opisują jednego zjawiska). Jednak dla obszaru poza mieszadłem ($R^* > 0,55$) rozkłady prędkości są bardziej jednorodne. Oznacza to, że częstość próbkowania ma pewien wpływ na uzyskiwane metodą PIV wyniki w obszarach, gdzie występują pulsacyjne zmiany prędkości, a częstość pulsacji pokrywa się z częstością pomiarów prędkości. Uznano zatem, że dla przypadków analizy porównawczej uśrednionych prędkości z metodą LDA nie powinno stosować się częstości synchronicznej, gdy obraz łopatki na kolejnych klatkach wypada w tym samym miejscu, ponieważ prędkości metodą LDA zostały określone dla przypadkowych położań łopatki. Wniosek ten dotyczy przede wszystkim składowej obwodowej prędkości, gdyż składowa promieniowa wykazuje mniejszą zależność od ruchu łopatki mieszadła.

Tabela 6.2. Analiza wariancji dla różnych częstości próbkowania

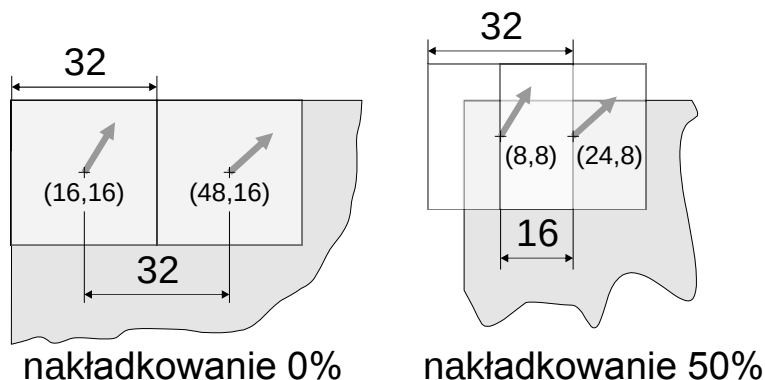
			Wariancja	U^2	χ^2	Średnia	F	F_{kr}
0,343 < R^* < 1	U_t	10 Hz	0,00922	94,102	3,843	0,1416	3,612	3,843
		13 Hz	0,00686			0,1379		
	U_r	10 Hz	0,00179	13,274	3,841	0,0683	0,181	3,843
		13 Hz	0,00160			0,0687		
0,343 R^* < 0,55	U_t	10 Hz	0,00191	0,821	3,841	0,1022	1,175	3,843
		13 Hz	0,00185			0,1011		
	U_r	10 Hz	0,00094	12,275	3,841	0,0772	0,732	3,843
		13 Hz	0,00106			0,0766		

6.1.3. Porównanie profili prędkości z metod LDA i PIV na wysokości mieszadła

Ponieważ na wysokości mieszadła występują największe różnice prędkości w zależności od odległości od osi mieszalnika – czyli największe różnice w przemieszczaniu się znaczników – wybrano tę wysokość do weryfikowania poprawności wyników otrzymanych metodą PIV. Jeżeli uzyska się zgodność wyników otrzymanych różnymi metodami na tej wysokości, to wówczas można uznać, że na innych wysokościach też zostanie uzyskana zgodność wyników.

Dane literaturowe w odniesieniu do metody PIV nie mówią o wpływie wielkości cząstkowego pola pomiarowego (ang. interrogation area) na uzyskiwane wyniki. Sugeruje się jedynie, że w polu pomiarowym powinny znajdować się obrazy kilkunastu cząstek trasera. Ponadto istnieje możliwość zwiększenia liczby uzyskiwanych wektorów prędkości przez tzw. Nakładko-

z rysunku, obszar, z którego są zbierane informacje o prędkościach cząstek traserów nie ulega zmniejszeniu, natomiast zmniejszają się odległości między wektorami prędkości. Zastosowanie nakładkowania nie zwiększa liczby danych pomiarowych, a powoduje jedynie zwielokrotnienie wykorzystania części danych. Otrzymuje się większą liczbę wektorów, ale nie można nakładkowania traktować jako metodę zwiększającą rozdzielczość metody *PIV*. Tę można zwiększyć zmniejszając wielkość pola pomiarowego.



Rys. 6.5. Nakładkowanie cząstkowych pól pomiarowych o rozmiarze 32x32 piksele

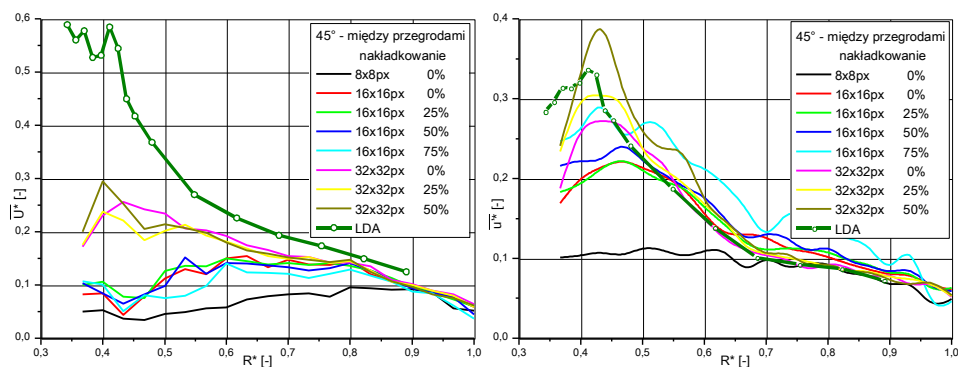
Stosując interpolację, wyznaczono profile bezwymiarowych prędkości wypadkowych dla uśrednionych danych z metody *PIV*. Do porównań użyto danych z metody *LDA* [2, 3] uzyskanych dla $N = 475 \text{ s}^{-1}$, natomiast dla metody *PIV* dane odnosiły się do $N = 480 \text{ s}^{-1}$. W przypadku metody *PIV* interpolowane profile prędkości uzyskano stosując:

- 1) cząstkowe pole pomiarowe o rozmiarze 8x8 pikseli,
- 2) cząstkowe pole pomiarowe 16x16 pikseli z nakładkowaniem 0, 25, 50 i 75%,
- 3) cząstkowe pole pomiarowe 32x32 piksele z nakładkowaniem 0,25 i 50%.

Czas między impulsami lasera dla osiągnięcia przesunięcia cząstki znacznika o 10 pikseli obliczono w programie *DaVis 7.2* przy założeniu maksymalnej prędkości cieczy równej 80% prędkości końca łopatki mieszadła. Porównanie uzyskanych profili prędkości i średniokwadratowych pulsacji prędkości przedstawia rysunek 6.6.

W całym obszarze pomiarowym występują duże zmiany prędkości – od prędkości bliskiej prędkości końca łopatki mieszadła do niemal zera przy ścianie. Dla przyjętego przesunięcia cząstek znacznika na zdjęciach o 10 pikseli, w przypadku pola pomiarowego 8x8 pikseli, poruszające się z większymi prędkościami cząstki znacznika mogą przesunąć się poza pole pomiarowe, zafałszowując końcowe rezultaty. Dlatego przy mieszadłe otrzymano

wielokrotnie mniejsze wartości prędkości niż zmierzone metodą *LDA*. Nieco lepiej przedstawia się sytuacja dla pola 16x16 pikseli, ale w pobliżu miesadła błędy są na nieakceptowanym poziomie. Na podstawie przedstawionych na rysunku 6.6 wyników uznano, że najlepsze rezultaty uzyskuje się przy wielkości cząstkowego pola pomiarowego 32x32 piksele (choć przy miesadle błąd jest duży). Podobny wniosek w odniesieniu do wielkości pola pomiarowego znaleziono w literaturze przedmiotu [26, 42]. Stwierdzono również, że wielkość nakładkowania obszarów cząstkowych praktycznie nie ma znaczenia. W przypadku stosowania nakładkowania obszarów uzyskuje się jedynie więcej wektorów prędkości.

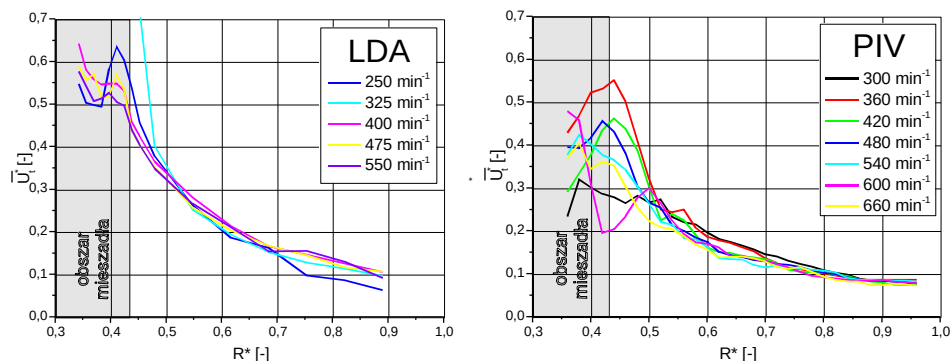


Rys. 6.6. Profile średnich bezwymiarowych prędkości mierzone od dołu

Widoczne różnice prędkości zmierzonych obiema metodami w pobliżu miesadła mogą też wynikać z niewłaściwego odstępu czasowego między dwoma impulsami lasera naświetlającymi dwie klatki zdjęcia. Przy zbyt dużym odstępie obrazy znacznika mogą znaleźć się poza przeszukiwanym obszarem, natomiast gdy odstęp jest zbyt mały, przesunięcia obrazów znaczników mogą być mniejsze od 1 piksela. W obu przypadkach pomiary dadzą błędne wyniki. W dalszych badaniach stosowano pole pomiarowe o rozmiarach 32x32 piksele. Skrócono również odstęp czasu między impulsami lasera, przyjmując do jego obliczeń prędkość równą prędkości końca łopatki miesadła. Natomiast wpływ wielkości pola pomiarowego na wartość pulsacji prędkości jest znacznie mniejszy, gdyż jedynie dla obszaru 8x8 pikseli występuje duża rozbieżność z danymi *LDA*. Najlepszą zgodność z metodą *LDA* otrzymano dla pola pomiarowego 32x32 piksele.

Na rysunku 6.7 przedstawiono bezwymiarowe profile prędkości obwodowych między przegrodami na wysokości miesadła. Dla każdej z metod otrzymano wiązkę profili prędkości, przy czym dla metody *PIV* posłużono się interpolacją dwuliniową [22, 23], aby uzyskać profil na podstawie wyników z dwuwymiarowej tablicy danych (na rysunkach od 6.7 do 6.11 punkty pomiarowe zostały połączone odcinkami, ale nie uwypuklono ich jak na

rysunku 6.6 dla *LDA*, aby nie zaciemniać wykresów). Uzyskane profile są zbliżone do danych literaturowych [42] dla turbiny Rushtona, jednak dla tego mieszadła w pobliżu końców łopatek prędkość bezwymiarowa osiąga wartość $\bar{U}_t^* = 0,8$.



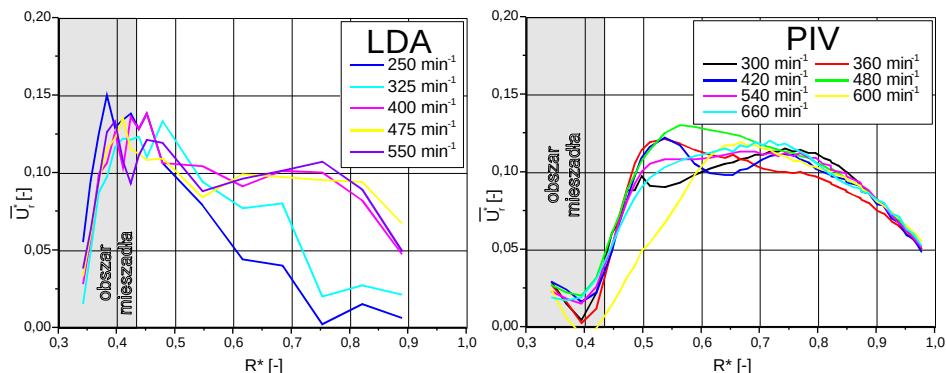
Rys. 6.7. Bezwymiarowe prędkości obwodowe między przegrodami

Ponieważ czynnikiem zmiennym jest częstość obrotowa mieszadła, do oceny jednorodności danych użyto analizy wariancji jednoczynnikowej z użyciem pakietu *Analiza danych* z arkusza kalkulacyjnego *Excel*. Dla danych z metody *LDA* otrzymano wartości statystyki $F = 0,7122$ przy wartości krytycznej testu F (Fischera-Snedecora) wynoszącej $F_{kr} = 2,4320$ na poziomie istotności $\alpha = 0,05$. Analogiczne wartości dla danych uzyskanych metodą *PIV* wynoszą: $F = 0,7003$ oraz $F_{kr} = 2,1419$. Pozwala to przyjąć w obu przypadkach hipotezę o równości średnich bezwymiarowych prędkości obwodowych dla każdej metody. Dane literaturowe [25] wskazują na dobrą zgodność prędkości osiowej mierzonej metodami *LDA* i *PIV* w mieszalniku z trzyłopatkowym mieszadłem hydrofoil.

Porównanie profili prędkości otrzymanych obiema metodami pozwala stwierdzić, że począwszy od wartości bezwymiarowego promienia $R^* = 0,50$ (co odpowiada wartości bezwzględnej $R = 73$ mm) nie obserwuje się różnic wartości prędkości bezwymiarowej. Potwierdza to przeprowadzona analiza wariancji, w której otrzymano $F = 1,4836$ wobec wartości krytycznej $F_{kr} = 1,8234$.

W obszarze mieszadła i poza nim do wartości bezwymiarowego promienia $R^* = 0,50$ występują znaczące różnice prędkości zmierzonych obiema metodami. Metodą *LDA* otrzymano większe wartości prędkości z maksimami lokalnymi leżącymi tuż przed końcem łopatki mieszadła lub z niemal stałą prędkością w obszarze mieszadła. Natomiast z danych uzyskanych metodą *PIV* wynika, że w obszarze mieszadła prędkość obwodowa zwiększa się w kierunku końca łopatki mieszadła i osiąga największe wartości przy końcu łopatki.

W analogiczny sposób porównano profile średnich bezwymiarowych prędkości promieniowych (rys. 6.8). Uzyskane profile wykazują podobieństwo dla takich profili dla turbiny Rushtona, jednak osiągane są kilkakrotnie mniejsze wartości.



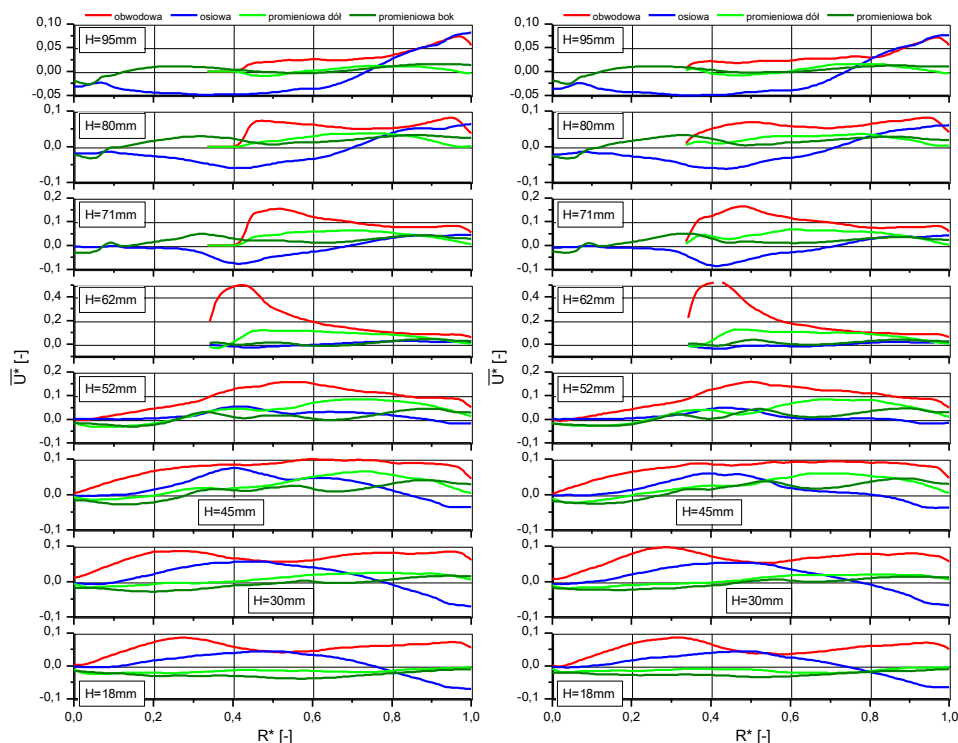
Rys. 6.8. Bezwymiarowe prędkości promieniowe między przegrodami

W przypadku metody *LDA* profile dla najmniejszych częstości obrotowych ($N = 250$ i 325 min^{-1}) znacznie różnią się od pozostałych dużym nachyleniem w kierunku ścianki mieszadła, co oznacza szybkie zmniejszanie się prędkości. Ponieważ nie jest znana przyczyna tego zjawiska i nie zostało ono zaobserwowane dla częstości obrotowej $N = 300 \text{ min}^{-1}$ w pomiarach *PIV* wymaga to dalszych badań. Ponieważ jednak ten zakres częstości obrotowych jest mniejszy od granicznej częstości, przy której rozpoczyna się dyspergowanie gazu, w niniejszych rozważaniach zostanie ono pominięte. Dla większych częstości obrotowych mieszadła analiza wariancyjna pozwala przyjąć hipotezę, że badane dane opisują ten sam proces ($F = 0,0437$, $F_{kr} = 3,0977$). Dla danych uzyskanych metodą *PIV* nie występują zbyt duże rozbieżności ($F = 0,8526$, $F_{kr} = 2,2643$).

Podobnie jak w przypadku składowej obwodowej, począwszy od $R^* = 0,50$ przebieg profili prędkości bezwymiarowych jest podobny. Stwierdzenie to potwierdza analiza wariancyjna ($F = 1,9535$ wobec $F_{kr} = 1,9833$). Różnice w obszarze mieszadła mogą być spowodowane tym, że w metodzie *LDA* możliwy jest pomiar wewnątrz otworu wypływowego, gdzie działanie siły odśrodkowej ma duży wpływ na wartość prędkości.

Na podstawie dokonanych porównań uznano, że metoda *PIV* zapewnia uzyskanie poprawnych wyników, ale jej dokładność jest czuła na ustawienia parametrów wejściowych. Najważniejszym z nich jest odstęp czasu między impulsami lasera. W omówionym przypadku najlepszym rozwiązaniem okazuje się wyznaczenie tego czasu na podstawie największych prędkości występujących w obszarze pomiarowym. Może to skutkować błędami w określaniu mniejszych prędkości. Niestety, błąd ten jest trudny do oszacowania.

Pomiary wykonane w drugiej serii dostarczają informacji o średnich wartościach wszystkich składowych prędkości, przy czym informacje o składowej promieniowej są zdublowane. Na rysunku 6.9 przedstawiono profile bezwymiarowych składowych prędkości wody między przegrodami.



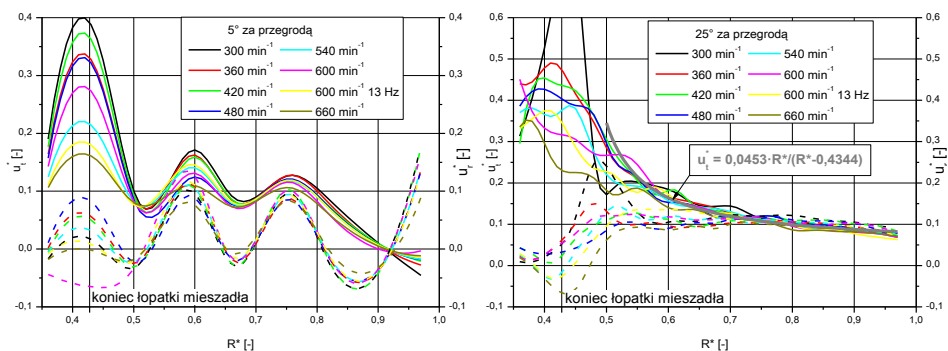
Rys. 6.9. Profile bezwymiarowych składowych prędkości dla $N = 360$ i 540 min^{-1}

Z analizy rysunku 6.9 można wyciągnąć kilka wniosków dotyczących pomiarów oraz cyrkulacji cieczy w mieszalniku z samozasysającym mieszadłem tarczowym:

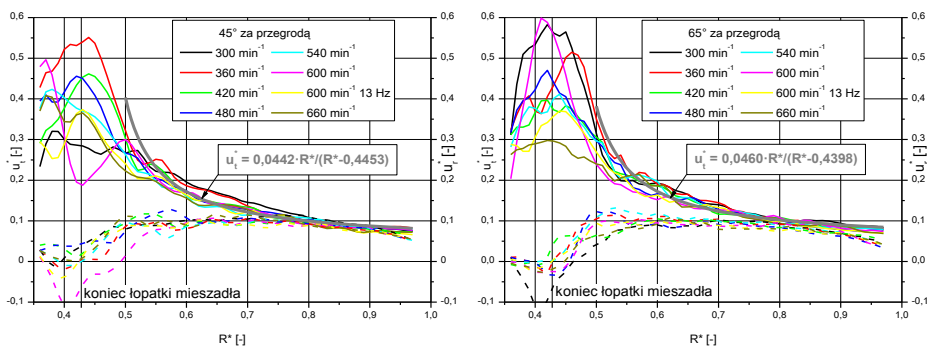
- występują różnice prędkości promieniowych w zależności od ustawienia układu pomiarowego, tzn. gdy kamera była ustawiona pod dnem, co umożliwiło określenie składowej obwodowej i promieniowej oraz gdy kamera była ustawiona z boku mieszalnika i określono składową promieniową i osiową,
- dominującą jest składowa obwodowa,
- na wysokości mieszadła oraz tuż pod i nad nim składowa osiowa prędkości jest bliska zeru,
- niezależnie od wysokości składowa obwodowa między przegrodami nie zmienia kierunku, czyli ciecz wiruje zgodnie z kierunkiem obrotów mieszadła,

- na podstawie zmian kierunków składowej promieniowej i osiowej można stwierdzić, że istnieją dwa jądra cyrkulacji – jedno nad, a drugie pod mieszadłem.

Zastosowanie interpolacji dwuliniowej pozwala na określenie profili prędkości na określonej wysokości dla wybranego przekroju osiowego mieszalnika [4]. Na rysunkach 6.10 i 6.11 przedstawiono profile bezwymiarowych prędkości dla kątów 5°, 25°, 45° i 65° za przegrodą na wysokości zawieszenia mieszadła (składowa obwodowa – linia ciągła, składowa promieniowa – linia kreskowa).



Rys. 6.10. Profile prędkości bezwymiarowych 5° i 25° za przegrodą



Rys. 6.11. Profile prędkości bezwymiarowych 45° i 65° za przegrodą

Począwszy od połowy promienia mieszalnika, profil bezwymiarowej prędkości obwodowej daje się opisać dwuparametrową zależnością hiperboliczną

$$U_t^* = \frac{C_1 \cdot R^*}{R^* - C_2} \quad (6.1)$$

dla której wartości współczynników C_1 i C_2 zestawiono w tabeli 6.3, zarówno dla poszczególnych omawianych przekrojów kątowych, jak i dla całego zakresu

od 25° do 65°. W zakresie kątów od 25° do 65° i promienia bezwymiarowego z przedziału od 0,5 do 0,97 prędkość promieniowa jest równa 0,1 wartości prędkości obwodowej końca łopatkı mieszadła. Profile dla składowej promieniowej wykazują zależność krzywoliniową w odróżnieniu od analogicznych profili dla mieszadła Rushtona, gdzie zależność ta jest niemal liniowa [48].

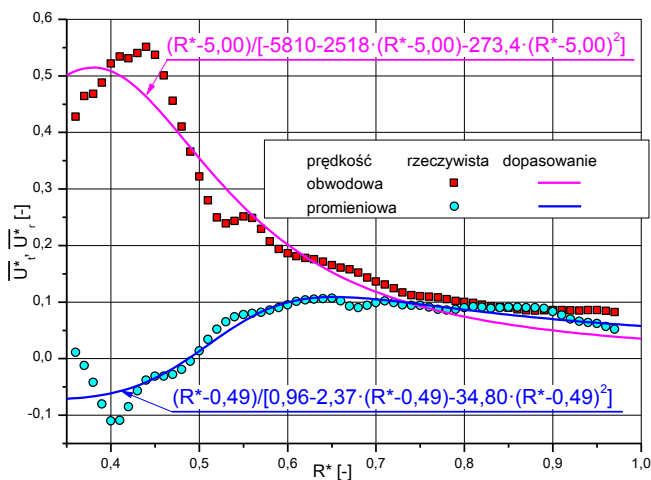
Tabela 6.3. Wartości współczynników równania (6.1) dla różnych przekrojów kątowych

	25°	45°	65°	25° ÷ 65°
C_1	0,0453	0,0442	0,0460	0,0451
C_2	0,4344	0,4453	0,4392	0,4400

Opis dla całego zakresu zmienności promienia wymaga użycia funkcji czteroparametrowej, przy czym zależnością typu

$$U^* = \frac{R^* + A}{B_0 + B_1 \cdot (R^* + A) + B_2 \cdot (R^* + A)^2} \quad (6.2)$$

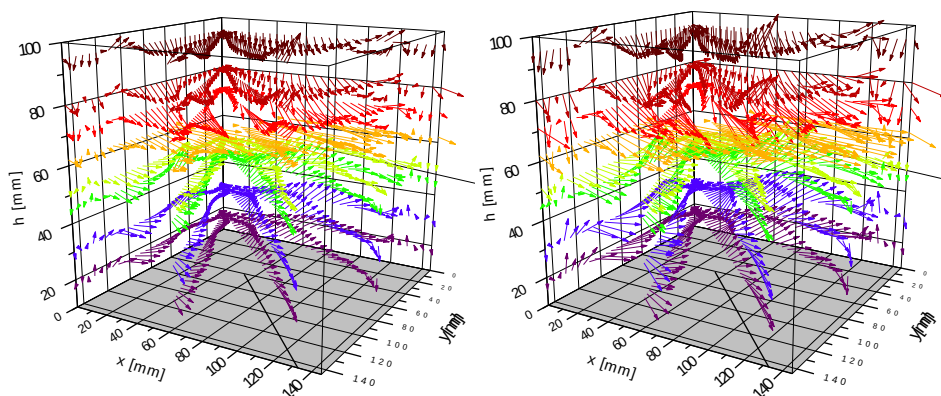
można opisać zarówno prędkości obwodowe, jak i promieniowe. Przykładowe dopasowania funkcji typu (6.2) do punktów pomiarowych przedstawiono na rysunku 6.12 (użyto metody iteracyjnej dostępnej w programie *Origin* firmy OriginLab Corporation). Najgorsze dopasowanie (największe błędy) występuje w obszarze wewnętrznym mieszadła.



Rys. 6.12. Dopasowanie krzywych dla całego zakresu zmienności promienia

Istnieje potencjalna możliwość uzależnienia wartości współczynników od położenia [5]. Podejmowane są takie próby, ale ze względu na złożoność problemu jak dotychczas brak jest pełnego opisu.

Stosując interpolację dla kątów pośrednich między 0° i 45° , można też obliczyć składowe prędkości i pokazać je na wykresie wektorowym przedstawiającym sposób cyrkulacji cieczy w mieszalniku w 1/4 jego objętości (rys. 6.13). Ciecz pchana łopatkami mieszadła, wirując wokół osi mieszalnika, płynie jednocześnie promieniowo ku ścianie. Przy ścianie następuje rozdzielenie strumienia. Część cieczy płynie w dół, dopływa do dna i kieruje się do środka mieszalnika, by w pobliżu jego osi popłynąć do góry. Natomiast druga część strumienia płynie przy ścianie w górę i równocześnie kieruje się ku osi mieszalnika, by spłynąć w dół przy wale. Ruch okrężny cieczy jest zaburzany przez przegrody, w których pobliżu występuje dość chaotyczny ruch cieczy.



Rys. 6.13. Wektory prędkości wody w mieszalniku z mieszadłem samozasysającym

Informacje o cyrkulacji cieczy w mieszalniku z samozasysającym mieszadłem tarczowym pracującym bez dyspergowania gazu mają charakter poznawczy i umożliwiają porównanie z innymi typami mieszadeł, nie są natomiast najważniejsze z procesowego punktu widzenia, gdyż mieszadło to ma za zadanie dyspergować gaz w cieczy i znacznie cenniejsze są informacje o prędkościach cieczy i pęcherzyków gazu w układzie dwufazowym.

6.2. Pomiary prędkości cieczy w układzie dwufazowym ciecz-gaz

Ruch cieczy w napowietrzanym bioreaktorze nie powinien powodować niszczenia biomasy [43], dlatego informacje o prędkościach cieczy w mieszalniku w układzie ciecz-gaz mogą być pomocne przy projektowaniu takich urządzeń. Pomiarów metodą PIV prędkości cieczy dokonano również w układzie dwufazowym ciecz-gaz dwiema metodami pomiarowymi na stanowisku przedstawionym wcześniej (podrozdział 2.1.1), z tą jednak różnicą, że mieszadło dyspergowało gaz. Pierwsza metoda miała określić możliwość stosowania filtrów cyfrowych podczas obróbki obrazów, aby uzyskać informacje tylko

o prędkości cieczy. W metodzie wykonano zdjęcia tylko na wysokości zawieszenia mieszadła, tj. $h_s = h_m = 62$ mm. Dla częstości obrotowych odpowiadających początkowej fazie dyspergowania gazu wynoszących $N = 342, 344, 346, 348, 350, 352$ i 360 s^{-1} (globalne zatrzymanie fazy gazowej wynosi odpowiednio $\Phi = 0,21\%, 0,24\%, 0,26\%, 0,28\%, 0,31\%, 0,33\%$ i $0,42\%$, natomiast przepływ gazu przez mieszadło $V_G = 0,036, 0,041, 0,045, 0,050, 0,054, 0,059$ i $0,077$ m^3/h) wykonano po 100 podwójnych zdjęć o rozdzielczości ok. 12 px/mm^{-1} w układzie dwufazowym z użyciem szklanych kulek jako znacznika (traseira).

W celu uzyskania danych o prędkości cieczy w układzie dwufazowym stosowano następującą obróbkę obrazów mającą na celu wyeliminowanie obrazów pęcherzyków [6]:

- wykonywano kopię każdej klatki,
- z kopii klatki usuwano obrazy cząstek traseira stosując dwukrotnie filtr erozyjny – pozostawały zmniejszone obrazy pęcherzyków,
- na kopiach powiększano obrazy pęcherzyków stosując filtr dylatacyjny,
- od pierwotnego obrazu odejmowano kopię po filtracji – obrazy pęcherzyków zostały usunięte i pozostały jedynie obrazy cząstek traseira.

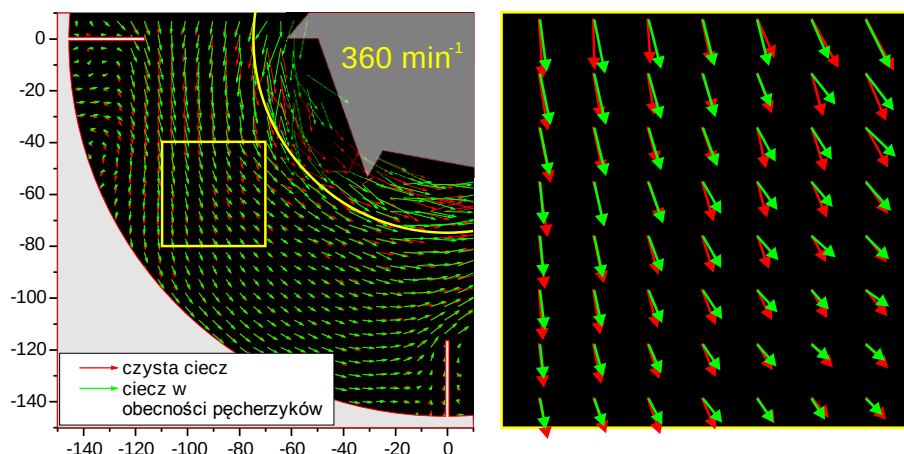
Efekty zastosowania opisanej procedury przedstawia rysunek 6.14.



Rys. 6.14. Procedura usuwania obrazów pęcherzyków

Po usunięciu obrazów pęcherzyków program określał prędkości wody na podstawie obrazów cząstek traseira. Prędkości cieczy w układzie dwufazowym najlepiej odnieść do prędkości cieczy w układzie jednofazowym dla tej samej częstości obrotowej mieszadła. Zastosowanie filtrów cyfrowych, mających na celu usunięcie obrazów pęcherzyków, pozwoliło uzyskać wektory prędkości cieczy. Na rysunku 6.15 przedstawiono porównanie wektorów prędkości cieczy w układzie jedno- i dwufazowym dla największej badanej częstości obrotowej mieszadła $N = 360$ min^{-1} (zaznaczony fragment rysunku powiększono) otrzymanych omawianą metodą. W pobliżu mieszadła, tzn. dla bezwymiarowego promienia $R^* < 0,5$, widoczne są różnice średnich prędkości cieczy w układzie jedno- i dwufazowym, gdyż w tym obszarze lokalne

zatrzymanie fazy gazowej jest większe od globalnego. Natomiast poza zaznaczonym obszarem mieszadła zgodność uśrednionych prędkości cieczy w układzie jedno i dwufazowym jest dobra, przy czym można stwierdzić, że im mniejsza częstota obrotowa mieszadła – czyli mniejsze zatrzymanie fazy gazowej – tym lepsza jest zgodność prędkości.

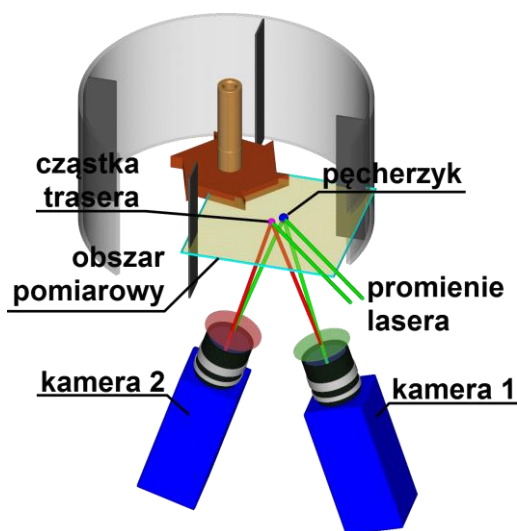


Rys. 6.15. Wektory prędkości cieczy w układzie jedno- i dwufazowym

Jak łatwo się zorientować, z przedstawionych zakresów zmienności częstotliwości obrotowych mieszadła, metoda z użyciem filtrów cyfrowych może być stosowana przy niewielkich zatrzymaniach fazy gazowej ($\Phi < 0,5\%$), gdyż muszą być widoczne obrazy cząstek traseru. Zwiększanie strumienia gazu powoduje, że obrazy pęcherzyków zasłaniają cząstki traseru i metoda staje się bezużyteczna. Dużym mankamentem tej metody jest też nieodwracalność erozji i dylatacji. W wyniku użycia filtra erozyjnego eliminuje się obrazy najmniejszych cząstek i zmniejsza się wielkość obrazów pęcherzyków. Filtr dylatacyjny powiększa obrazy pęcherzyków, ale nie musi przywracać ich pierwotnego kształtu. Niezachowanie kształtu obrazów pęcherzyków prowadzi do pozostawiania jasnych pikseli podczas odejmowania obrazów. W dalszej obróbce piksele te są traktowane jak obrazy cząstek traseru. Omówiona metoda, pomimo niewielkich kosztów, nie nadaje się do określania prędkości cieczy przy większych zatrzymaniach fazy gazowej, dlatego w dalszych badaniach użyto do tego celu stosunkowo drogich znaczników fluorescencyjnych.

W drugiej metodzie pomiarowej użyto traseru z barwnikiem fluorescencyjnym rodamina B i filtrem optycznym odcinającym promieniowanie o długości fali krótszej od 560 nm. Ideę pomiaru przedstawia rysunek 6.16. Laser Nd:YAG ($\lambda = 532$ nm) z układem optycznym wytwarza nóż świetlny oświetlający pole pomiarowe, na które są skierowane dwie kamery. Kamera 1 jest wyposażona w filtr przepuszczający światło o długości fali zbliżonej do emitowanego przez laser, natomiast kamera 2 jest zaopatrzona w filtr przepuszczający promieniowanie

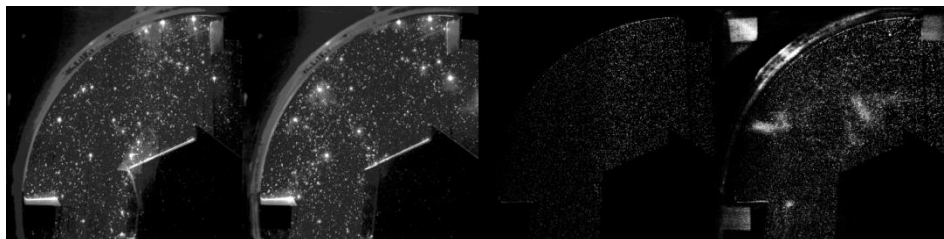
o długości fali większej od 540 nm. Promienie światła odbite od pęcherzyków powietrza docierają do sensora kamery 1, ale są zatrzymywane przez filtr kamery 2. Z kolei cząstki traseira po oświetleniu emitują światło o długości fali $\lambda = 560$ nm. Jest ono zatrzymywane przez filtr kamery 1, ale bez przeszkód dociera do sensora kamery 2. W ten sposób kamera 1 rejestruje tylko obrazy pęcherzyków gazu, natomiast kamera 2 tylko obrazy cząstek traseira. Dzięki temu możliwe jest jednoczesne rejestrowanie obrazów pęcherzyków gazu i cząstek traseira. Pozwala to na określenie prędkości obu faz w obszarze pomiarowym [7, 33, 35]. Pewną trudność stanowi ustawienie obu kamer, tak aby pola przedmiotowe były takie same. Przy przedstawionym ustawieniu kamer konieczne jest również programowe korygowanie trapezowego zniekształcenia obrazu.



Rys. 6.16. Pomiar prędkości w układzie ciecz-gaz ze znacznikiem fluorescencyjnym

Układ pomiarowy przedstawiony na rysunku 6.16 umożliwia jednoczesną rejestrację ruchu pęcherzyków gazu i cząstek traseira przy zatrzymaniu fazy gazowej na tyle małym, aby promienie od cząstek traseira nie uległy rozproszeniu na powierzchni międzyfazowej (rys. 6.17). Ponadto prędkości pęcherzyków i cieczy mogą się znacznie różnić, a odstęp czasowy między impulsami lasera jest stały. Zatem może on być odpowiedni do właściwego odtworzenia ruchu jednej fazy, ale dla drugiej może być zbyt krótki lub zbyt długi. Jeśli więc nie zachodzi konieczność jednoczesnego określania prędkości obu faz, to prostszym rozwiązaniem jest użycie jednej kamery w dwóch pomiarach. Jednocześnie należy stwierdzić, że opracowano algorytmy służące do określania prędkości faz z użyciem zwykłego traseira [8], ale użycie znaczników fluorescencyjnych wydaje się najlepszym rozwiązaniem [9]. Stosuje

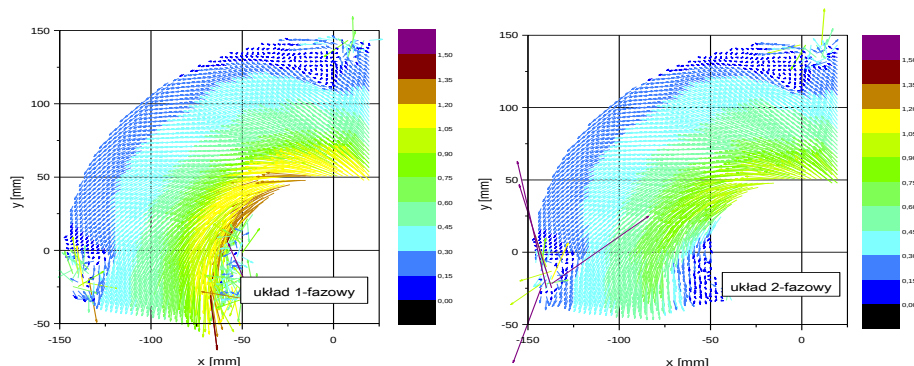
się również rozwiązania, w których zamiast znacznika fluorescencyjnego dodaje się barwnik fluorescencyjny do cieczy [10].



Rys. 6.17. Czteroklatkowe zdjęcie dla układu dwufazowego ciecz-gaz

Zastosowanie traseru z barwnikiem fluorescencyjnym umożliwiło pomiary w większym, niż w pierwszej serii, zakresie częstości obrotowych mieszadła. Wykonano dwie serie pomiarów. W pierwszej, mającej na celu sprawdzenie poprawności założeń pomiarowych, ograniczono się do pomiarów na wysokości zawieszenia mieszadła z jednoczesnym użyciem dwóch kamer. Czynnikiem mieszanym była woda, a częstości obrotowe mieszadła wynosiły $N = 335, 345, 355, 365, 375, 385, 395$ i 455 min^{-1} (globalne zatrzymanie fazy gazowej wynosi odpowiednio $\Phi = 0,12\%, 0,25\%, 0,37\%, 0,48\%, 0,59\%, 0,70\%, 0,81\%$ i $1,45\%$, natomiast przepływ gazu przez mieszadło $V_G = 0,020, 0,043, 0,066, 0,088, 0,112, 0,136, 0,161$ i $0,334 \text{ m}^3/\text{h}$). W drugiej serii z użyciem tylko jednej kamery częstości obrotowe mieszadła wynosiły $N = 360, 400, 420, 450, 480, 500$ i 540 min^{-1} (globalne zatrzymanie fazy gazowej wynosi odpowiednio $\Phi = 0,42\%, 0,86\%, 1,08\%, 1,40\%, 1,73\%, 1,95\%$ i $2,41\%$, natomiast przepływ gazu przez mieszadło $V_G = 0,077, 0,174, 0,228, 0,318, 0,419, 0,492$ i $0,665 \text{ m}^3/\text{h}$). Ta seria pomiarów była rozszerzona do następujących wysokości $h_s = 18, 30, 45, 52, 62, 71, 80, 95 \text{ mm}$. Cieczą mieszaną był wodny roztwór NaCl o stężeniu $0,1 \text{ mol}/\text{dm}^3$. Zastosowanie elektrolitu było spowodowane późniejszą próbą skorelowania prędkości względnych pęcherzyków ze współczynnikiem wnikania masy, który był mierzony również w elektrolicie o tym samym stężeniu. Dla większych wysokości cieczy rozpraszanie światła na powierzchni międzyfazowej jest na tyle duże, że nie otrzymuje się prawidłowych wyników. Następnie używając programu DaVis 7.2, określono prędkości średnie. Zastosowano dwuprzebiegową obróbkę danych bez nakładkowania obszarów przeszukiwań. W pierwszym przebiegu przeszukiwany obszar miał wymiary 64×64 piksele, a w drugim 32×32 piksele.

W pomiarach z użyciem znaczników fluorescencyjnych również otrzymano mapy wektorów prędkości (rys. 6.18).



Rys. 6.18. Mapy wektorów prędkości na wysokości mieszadła dla $N = 395 \text{ min}^{-1}$

Analiza rysunku 6.18 pozwala stwierdzić, że w pobliżu mieszadła obecność fazy gazowej spowalnia ruch cieczy. Dokładniejsze wyniki daje analiza wariancyjna, której wyniki dla poziomu istotności $\alpha = 0,05$ zestawiono w tabeli 6.4.

Tabela 6.4. Analiza wariancyjna średnich prędkości cieczy

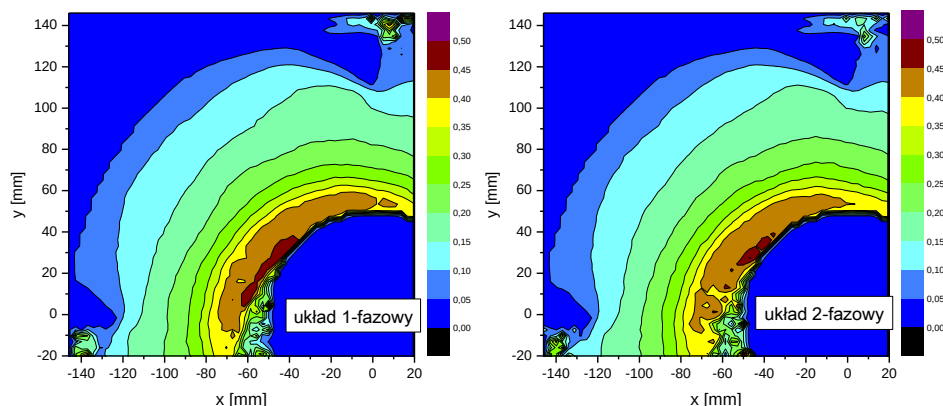
Częstość obrotowa	Średnie			Wariancje		
	1 faza	2 fazy	równość średnich	1 faza	2 fazy	równość wariancji
335 min^{-1}	0,390	0,390	tak	0,0651	0,0639	tak
345 min^{-1}	0,398	0,395	tak	0,0656	0,0627	tak
355 min^{-1}	0,411	0,398	tak	0,0676	0,0595	nie
365 min^{-1}	0,428	0,404	nie	0,0761	0,0587	nie
375 min^{-1}	0,435	0,401	nie	0,0763	0,0519	nie
385 min^{-1}	0,449	0,410	nie	0,0807	0,0530	nie
395 min^{-1}	0,460	0,412	nie	0,0895	0,0483	nie
455 min^{-1}	0,529	0,400	nie	0,1120	0,0301	nie

Na wybranym poziomie istotności $\alpha = 0,05$ jedynie dla dwóch najmniejszych częstości obrotowych mieszadła uzyskano statystyczną równość średnich prędkości w całym obszarze pomiarowym. Dla częstości obrotowej $N = 355 \text{ min}^{-1}$ uzyskano jedynie częściową zgodność średnich pulsacji prędkości, co dało wynik zgodny z zaprezentowanym dla metody z filtrami cyfrowymi i nie przekreśla wyników innych prac, w których przyjmowano, że dla tej częstości obrotowej nie występują znaczące różnice prędkości cieczy.

Analiza wariancyjna pozwala jedynie na stwierdzenie, czy w sensie statystycznym istnieje równość wartości średnich oraz wariancji, tzn. czy dane pochodzą z tej samej populacji generalnej. Z procesowego punktu widzenia

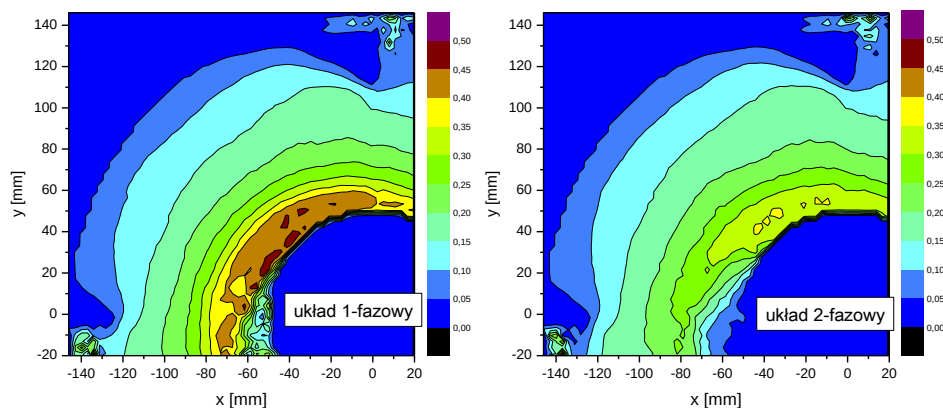
ważniejsza jest analiza zmian rozkładów prędkości i pulsacji prędkości, jakie zachodzą podczas zwiększania strumienia dyspergowanego w mieszalniku gazu.

Na rysunku 6.19 przedstawiono bezwymiarowe mapy prędkości cieczy dla częstości obrotowej mieszadła $N = 335 \text{ min}^{-1}$. Między rozkładami prędkości cieczy w układzie jedno-, jak i dwufazowym nie obserwuje się różnic.



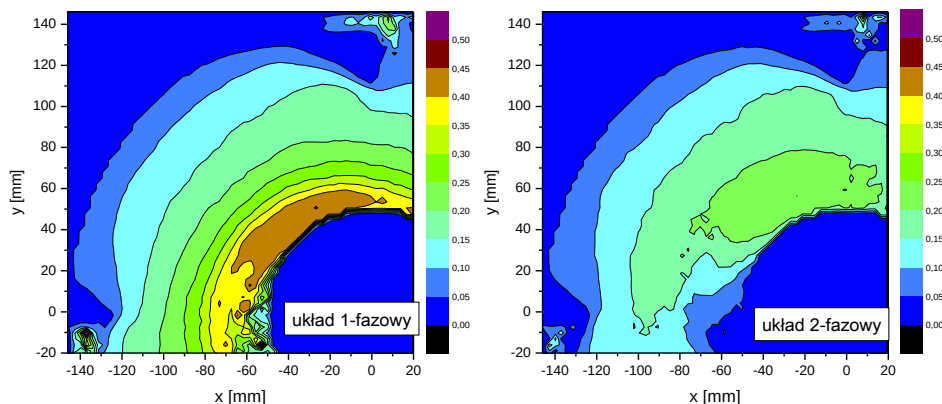
Rys. 6.19. Mapy średnich prędkości na wysokości mieszadła dla $N = 335 \text{ min}^{-1}$

Na rysunku 6.20 przedstawiono mapy prędkości cieczy dla $N = 395 \text{ min}^{-1}$. Zwiększenie częstości obrotowej mieszadła nie powoduje zmian rozkładów prędkości bezwymiarowych w układzie jednofazowym. Natomiast w układzie dwufazowym w pobliżu mieszadła następuje znaczne zmniejszenie średnich prędkości cieczy w porównaniu do układu bez gazu. Natomiast w większych odległościach od mieszadła (tzn. dla bezwymiarowego promienia $R^* > 0,6$) rozkłady prędkości cieczy w obu układach są jednakowe.



Rys. 6.20. Mapy średnich prędkości na wysokości mieszadła dla $N = 395 \text{ min}^{-1}$

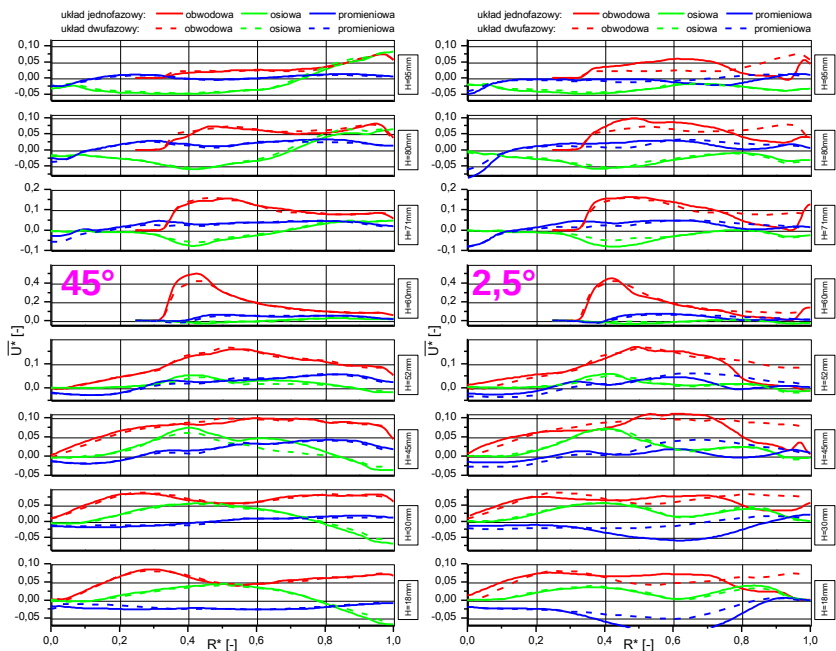
Zmiany zachodzące po zwiększeniu częstości obrotowej mieszadła do $N = 455 \text{ min}^{-1}$ przedstawia rysunek 6.21. W układzie dwufazowym następuje dalsze zmniejszenie prędkości cieczy w pobliżu mieszadła, natomiast przy ścianie rozkłady prędkości cieczy są takie same.



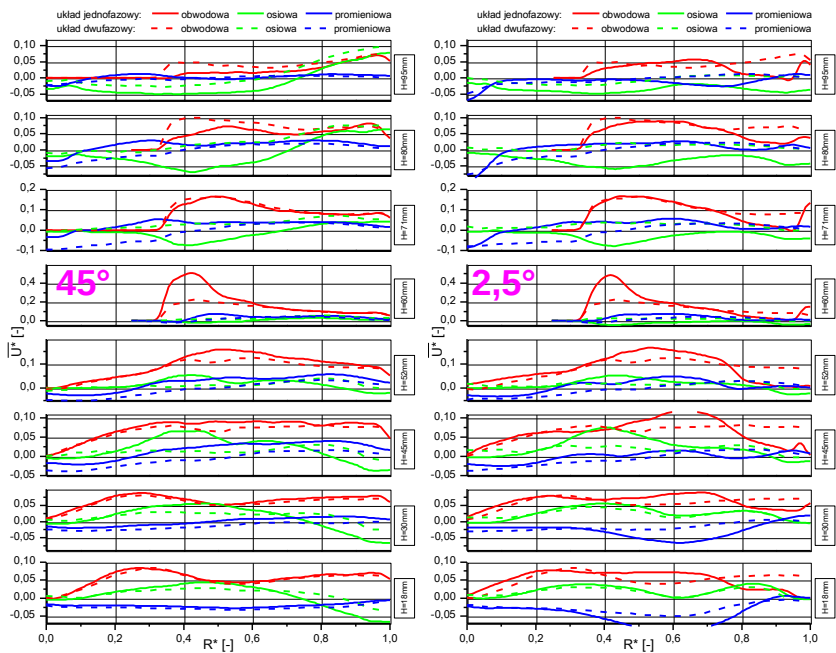
Rys. 6.21. Mapy średnich prędkości na wysokości mieszadła dla $N = 455 \text{ min}^{-1}$

Rysunki od 6.19 do 6.21 przedstawiają mapy rozkładów prędkości wypadkowych na wysokości mieszadła. Ich analiza pozwala na stwierdzenie, że zwiększająca się ilość pęcherzyków gazu powoduje zmniejszenie prędkości, z jaką porusza się ciecz w układzie dwufazowym. Można znaleźć informacje [32], że dla turbiny Rustona zmniejszenie prędkości cieczy w pobliżu łopatek wynosi 50% przy liczbie przepływu gazu $K_G = 0,029$. Dla omawianego mieszadła samozasysającego podobne zmniejszenie prędkości następuje już przy $K_G = 0,0075$, ale odmienne są mechanizmy dyspergowania gazu przez te mieszadła. Poza obszarem mieszadła również obserwuje się zmiany prędkości cieczy w obecności gazu [34], ale badania dotyczyły mieszadeł wywołujących przepływ osiowy w mieszalniku, więc te rezultaty trudno jest odnieść do omawianego mieszadła samozasysającego wywołującego przepływ promieniowo-obwodowy.

Dokładniejsza analiza prędkości cieczy w układzie dwufazowym ciecz-gaz wymaga jednak wprowadzenia składowej osiowej prędkości. Na kolejnych rysunkach przedstawiono profile bezwymiarowych składowych prędkości cieczy 45° między przegrodami i $2,5^\circ$ przed przegrodą dla układu jedno- i dwufazowego uzyskane w drugiej serii pomiarowej, tzn. przy użyciu tylko jednej kamery, która najpierw rejestrowała ruch cząstek trasera w układzie jednofazowym, a następnie w dwufazowym. Profile prędkości uzyskano przy użyciu interpolacji dwuliniowej.



Rys. 6.22. Profile bezwymiarowych prędkości cieczy 45° między przegrodami i 2,5° przed przegrodą dla $N = 360 \text{ min}^{-1}$

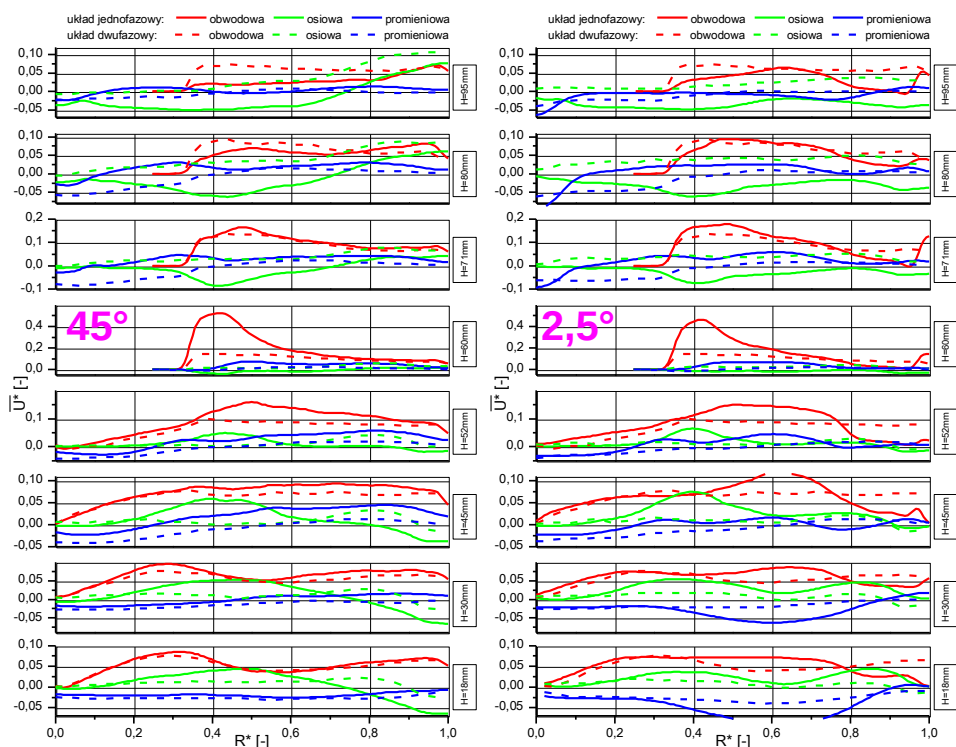


Rys. 6.23. Profile bezwymiarowych prędkości cieczy 45° między przegrodami i 2,5° przed przegrodą dla $N = 450 \text{ min}^{-1}$

Jak wykazano wcześniej przy częstotliwości obrotowej $N = 360 \text{ min}^{-1}$ dyspergowane przez mieszadło w niewielkiej liczbie pęcherzyki gazu praktycznie nie zmieniają prędkości cieczy. Największe różnice występują w pobliżu przegrody, gdzie wyhamowanie zwiększa ich liczebność, przez co mogą one silniej oddziaływać na ruch cieczy.

Zwiększenie częstotliwości obrotowej mieszadła do $N = 450 \text{ min}^{-1}$, czyli o 25%, powoduje, że pęcherzyki silniej oddziałują na ruch cieczy w mieszalniku (rys. 6.23). Największy wpływ mają na składową obwodową na wysokości mieszadła, gdzie koncentracja pęcherzyków wypływających z otworów mieszadła jest największa.

Dalsze zwiększenie częstotliwości obrotowej o 20%, czyli do 540 min^{-1} , nie powoduje widocznych zmian w profilach bezwymiarowych składowych prędkości cieczy w mieszalniku podczas napowietrzania.



Rys. 6.24. Profile bezwymiarowych prędkości cieczy 45° między przegrodami i $2,5^\circ$ przed przegrodą dla $N = 540 \text{ min}^{-1}$

6.3. Pomiary prędkości pęcherzyków gazu metodą PIV

W przypadku niewielkiej liczebności pęcherzyków można stosować metodę śledzenia pojedynczych obiektów, czyli Particle Tracking Velocimetry – PTV [11].

W przypadku większych koncentracji fazy gazowej metoda PTV nie zdaje egzaminu [27] i stosuje się inne metody oparte zwykle na statystycznym podobieństwie porównywanych obszarów, czyli Particle Image Velocimetry [12].

6.3.1. Pomiary prędkości

Podczas pierwszej serii pomiarowej ustawienie aparatury pomiarowej było takie samo jak dla pomiaru prędkości znaczników przepływu, a jedynie udrożniono otwór w wale mieszadła. Spowodowało to wypływ pęcherzyków powietrza z otworów mieszadła.

Kamera była ustawiona pod dnem mieszalnika, prostopadłe do niego, tak że obraz obejmował nieco więcej niż 1/4 przekroju mieszalnika z widocznymi dwiema kolejnymi przegrodami ($B = 0,1 \cdot T$). Dwa oświetlacze halogenowe poprzez tunel świetlny o wysokości $h_t = 2$ cm oświetlały z boku mieszalnik na wysokości mieszadła. Pozwoliło to uzyskać szybkość filmowania 250 kl/s z czasem ekspozycji 1/1250 s przy liczbie przysłony od 1,4 do 2,8 (przy większym zatrzymaniu fazy gazowej większa liczba przysłony).

Pomiary przeprowadzono dla trzech wysokości cieczy w mieszalniku wynoszących $H = 200, 250$ i 300 mm, przy stałej odległości mieszadła od dna zbiornika $h_m = 70$ mm. Dla każdej wysokości cieczy wykonano pomiary dla różnych częstości obrotowych mieszadła (tabela 6.5). Jako wysokość odniesienia przyjęto $H = 300$ mm ($H \approx T$). Dla pozostałych wysokości cieczy częstość obrotową mieszadła ustawiano tak, aby wartość liczby Reynoldsa oraz zmodyfikowanej liczby Froude'a były równe wartościom tych liczb dla $H = 300$ mm (czyli stosowano dwie częstości obrotowe).

Tabela 6.5. Wartości liczb Reynoldsa i Froude'a w pomiarach

$H = 200$ mm			$H = 250$ mm			$H = 300$ mm		
N [min ⁻¹]	Fr' [-]	Re [-]	N [min ⁻¹]	Fr' [-]	Re [-]	N [min ⁻¹]	Fr' [-]	Re [-]
286	0,278	74345	336	0,278	87345	380	0,278	98780
301	0,308	78245	354	0,308	92020	400	0,308	103980
316	0,339	82145	372	0,339	96700	420	0,339	109180
331	0,372	86045	380	0,355	98780	440	0,372	114375
346	0,407	89940	389	0,372	101120	460	0,407	119575
380	0,491	98780	400	0,393	103980			
400	0,545	103980	407	0,407	105800			
420	0,600	109180	420	0,434	109180			
440	0,659	114375	440	0,476	114375			
460	0,720	119575	460	0,520	119575			

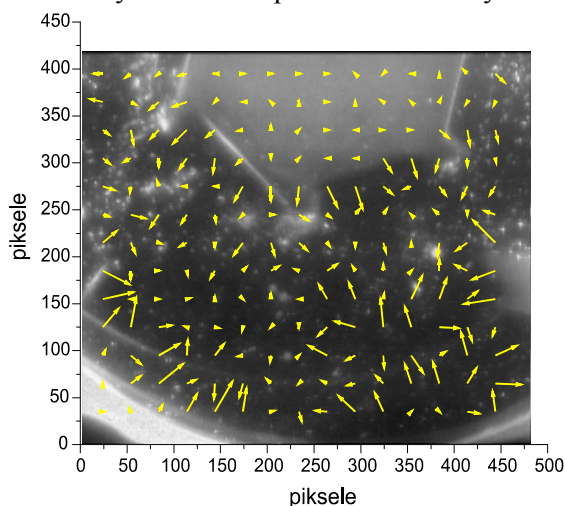
Obrazy uzyskane kamerą *RedLake 500C* charakteryzują się małą rozdzielczością i ze względu na znaczną grubość noża świetlnego obrazy pęcherzyków znajdujących się na różnych wysokościach mogą powodować błędy

pomiarowe. Do określenia prędkości pęcherzyków w mieszalniku w początkowej fazie zasysania użyto również systemu *PIV*. Ustawienie systemu było takie samo jak przy pomiarach prędkości cieczy w układzie dwufazowym, z tą jednak różnicą, że na obiektyw kamery nałożono filtr wąskopasmowy przepuszczający promieniowanie o długości fali zbliżonej do długości fali światła emitowanego przez laser, aby wyeliminować wpływ światła z otoczenia na wyniki pomiarów.

6.3.2. Omówienie wyników

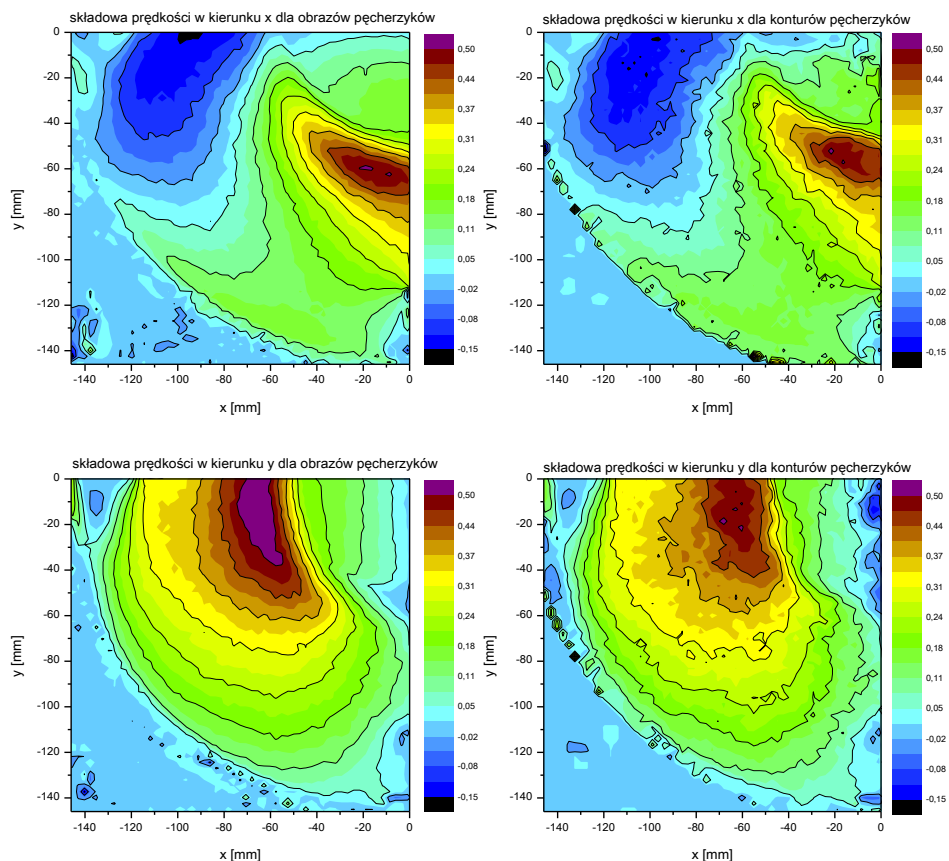
W pierwszych próbach określenia prędkości pęcherzyków zastosowano oprogramowanie napisane w środowisku aplikacji *MathCAD* z wykorzystaniem procedur pakietu *Image Processing*.

Prędkości pęcherzyków gazu określono przez porównywanie wycinków obrazu z poprzedniej klatki z sąsiednimi miejscami na klatce następnej i obliczenie stopnia podobieństwa. Wycinek obrazu miał rozmiary 30x30 pikseli. Współrzędne środka wycinka określały początkowe współrzędne obszaru poszukiwań na następnej klatce. Względem nich przesuwano wycinek w każdym kierunku o określoną liczbę pikseli (maksymalna wielkość przesunięcia w dowolnym kierunku wynosiła 10 pikseli). Ponieważ odstępy czasowe między kolejnymi klatkami były małe, nie stosowano obracania wycinka obrazu, co znacznie uprościło procedury obliczeniowe. Stosując splot, określano statystyczne stopnie podobieństwa wycinka obrazu do odpowiadającego mu fragmentu na kolejnej klatce. Wcześniejsze próby wykazały, że lepsze rezultaty otrzymuje się stosując wcześniejszą binaryzację obrazów w porównaniu do operowania obrazami w skali szarości [13]. Największa wartość splotu odpowiada największemu podobieństwu porównywanych obszarów. Położenie najbardziej podobnego obszaru określało koniec wektora przesunięcia. Uzyskane wektory uśrednione dla wszystkich klatek przedstawiono na rysunku 6.25.



Rys. 6.25. Wektory prędkości pęcherzyków gazu

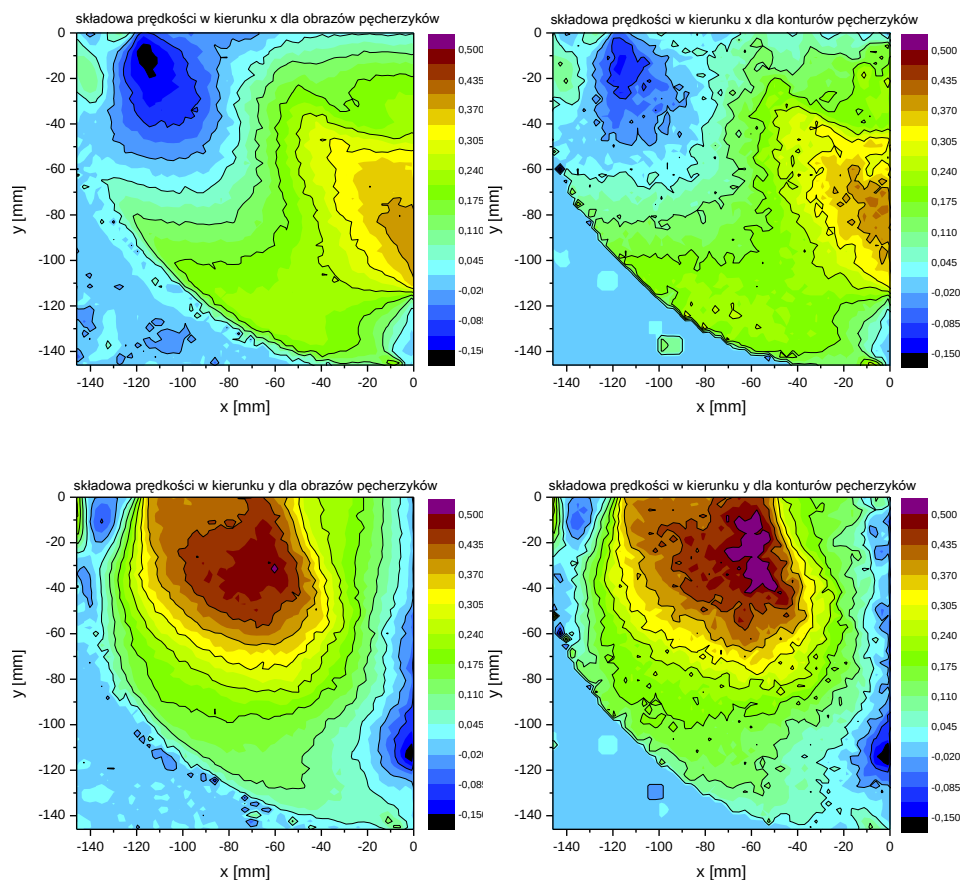
W porównaniu do wektorów prędkości znaczników przepływu (czyli cieczy – rys. 5.7) otrzymano bardziej chaotyczny układ wektorów, mogący świadczyć o tym, że użyte stosunkowo proste procedury analizy obrazu są niewystarczające do otrzymania prawidłowych wyników. Wniosek ten wyciągnięto po wzrokowej analizie ruchu pęcherzyków gazu na filmach.



Rys. 6.26. Porównanie prędkości pęcherzyków gazu dla $N = 360 \text{ min}^{-1}$ otrzymanych z obrazów surowych i przetworzonych

Powtórnej analizy materiału zdjęciowego dokonano w profesjonalnym oprogramowaniu *DaVis* służącym do określania prędkości w systemie pomiarowym *PIV*. Ponieważ w tym systemie zdjęcia z obrazami cząstek trasera są zbliżone do binarnych, a obrazy pęcherzyków gazu mają znacznie większą skalę tonalną, dokonano porównania prędkości pęcherzyków otrzymanych dla zdjęć bez obróbki i z obróbką polegającą na określeniu konturów pęcherzyków. Rysunek 6.26 przedstawia mapy prędkości w kierunku x i y dla $N = 360 \text{ min}^{-1}$ (ponieważ chodzi o porównanie wyników, nie przeliczano prędkości na obwodową i promieniową). Rysunek 6.27 przedstawia analogiczne mapy dla

$N = 540 \text{ min}^{-1}$. Dla obu częstotliwości obrotowych mieszadła nie stwierdzono różnic w prędkościach, dlatego też zdecydowano określać prędkości pęcherzyków w oparciu o wyjściowe zdjęcia pęcherzyków.

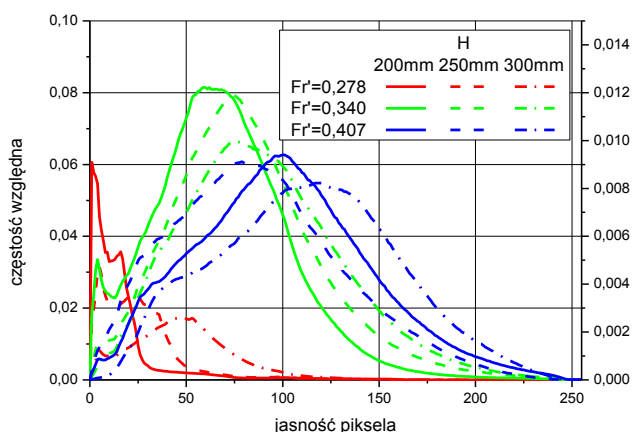


Rys. 6.27. Porównanie prędkości pęcherzyków gazu dla $N = 560 \text{ min}^{-1}$ otrzymanych z obrazów surowych i przetworzonych

Uzyskane filmy rozdzielano na poszczególne klatki z jednoczesną konwersją do skali szarości. Uzyskane pliki zdjęciowe (w formacie BMP) poddawano dwuprzebiegowej obróbce w programie *DaVis* 7.2. W pierwszym przebiegu wielkość okna wynosiła 32x32 piksele, natomiast w drugim 16x16 pikseli. W rezultacie otrzymywano mapę wektorów przesunięć pęcherzyków na dwu kolejnych klatkach. Z kolei znajomość skali i odstępu czasowego między klatkami pozwalała przeliczyć wektory przesunięć na wektory prędkości. Następnie uśredniano prędkości dla każdej konfiguracji pomiarowej. Zastosowanie dostępnych w programie *DaVis* algorytmów przetwarzania danych

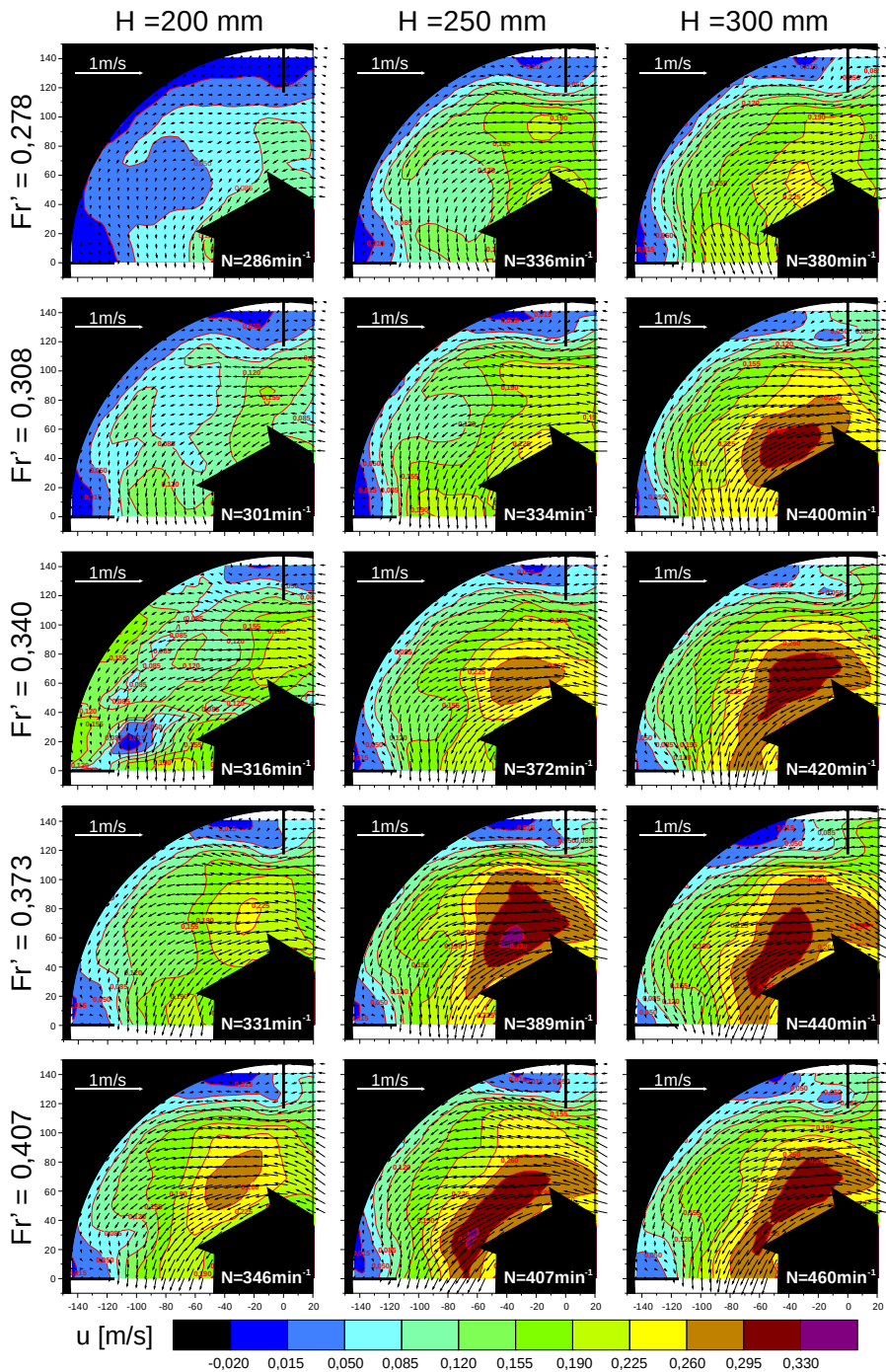
spowodowało uzyskanie bardziej uporządkowanego zbioru wektorów w porównaniu z obróbką w programie własnym.

Dla samozasysającego mieszadła tarczowego, jak wspomniano wcześniej, zatrzymanie fazy gazowej zależy przede wszystkim od wartości zmodyfikowanej liczby Froude'a i dla mieszadła o określonej średnicy dla ustalonej wartości liczby Fr' zatrzymanie fazy gazowej powinno być takie samo. Również dla określonej cieczy rozmiary pęcherzyków powinny być takie same. Ponieważ w tych warunkach ilość światła odbijanego od powierzchni międzyfazowej powinna być również niemal identyczna, to histogramy jasności obrazów identyczne. Na rysunku 6.28 przedstawiono histogramy uśrednione dla wszystkich klatek dla trzech wartości Fr' . Dla większych wartości Fr' , czyli większego zatrzymania fazy gazowej, zgodność histogramów jest dość dobra. Ze względu na ręczne ustawianie przysłony obiektywu można ją uznać za zadowalającą. Przesuwanie się piku w kierunku większych jasności również zachodzi zgodnie z oczekiwaniem, gdyż przy większym zatrzymaniu fazy gazowej zwiększa się powierzchnia międzyfazowa, powodująca większe odbicie światła i zwiększającą jasność obrazu.

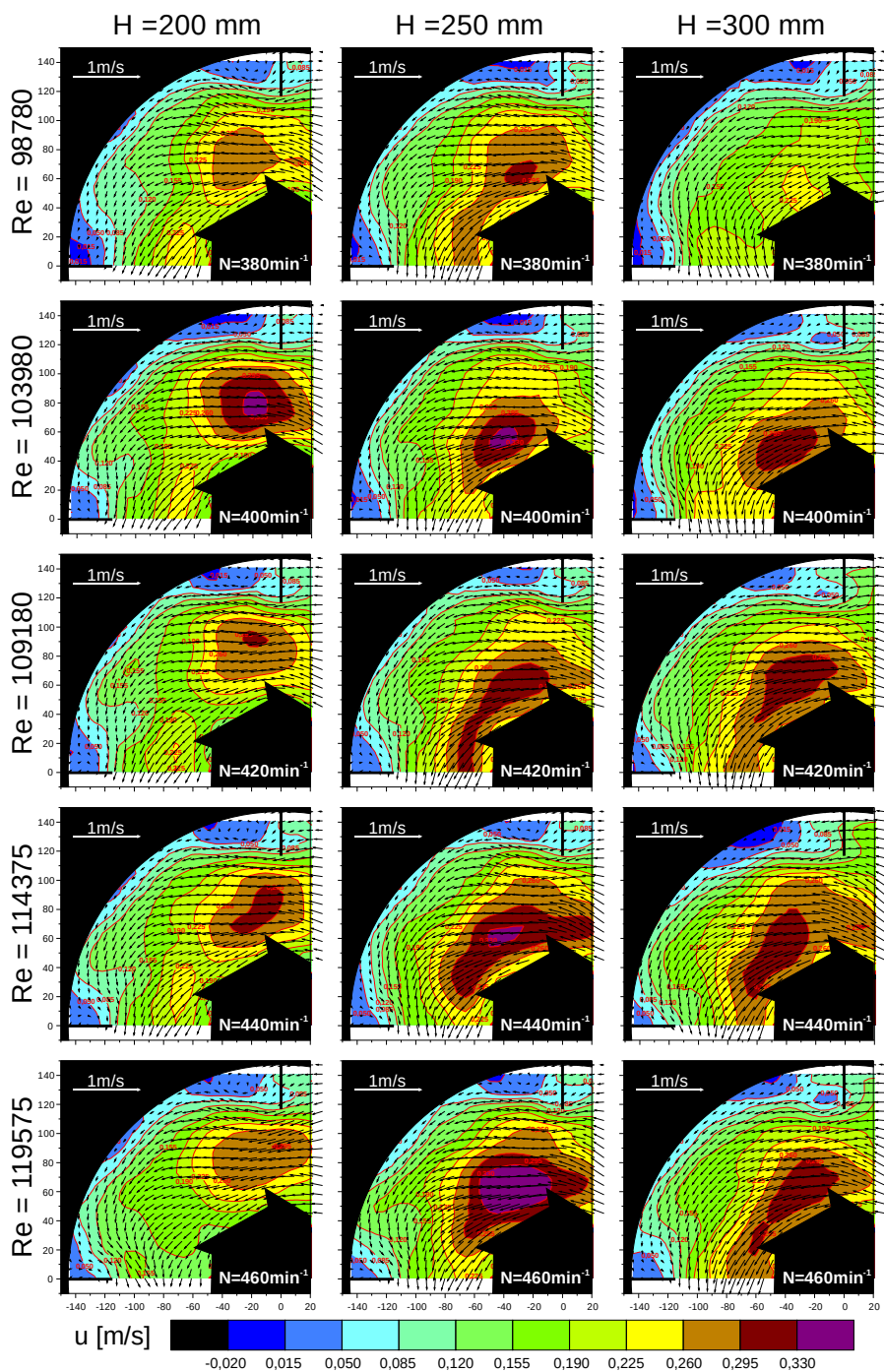


Rys. 6.28. Histogramy obrazów

Na rysunkach 6.29 i 6.30 przedstawiono odpowiednio mapy prędkości pęcherzyków dla ustalonych wartości Fr' oraz Re na poziomie zawieszenia mieszadła.



Rys. 6.29. Mapy prędkości pęcherzyków dla ustalonych Fr'



Rys. 6.30. Mapy prędkości pęcherzyków dla ustalonych Re

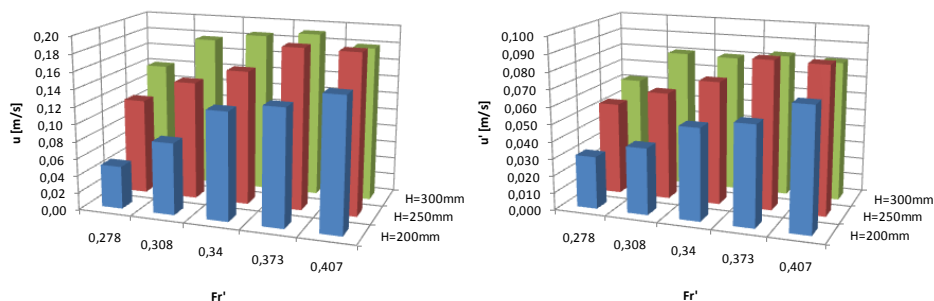
Z analizy obu rysunków można wyciągnąć kilka ogólnych wniosków:

- największe średnie prędkości pęcherzyków – niezależnie od częstości obrotowej mieszadła – tylko w kilku przypadkach przekraczają wartość 0,33 m/s,
- obszar największych prędkości zawiera się zwykle w zakresie promienia od 70 do 80 mm i kąta za przegrodą od 15° do 45°, natomiast w kierunku ścianki mieszalnika prędkości maleją,
- w obszarze mieszadła i za nim do $R = 70$ mm dominuje cyrkulacja obwodowa, ale liczebność pęcherzyków w tym obszarze jest mała, nawet dla większych częstości obrotowych mieszadła,
- przegrody silnie wpływają na ruch pęcherzyków, tworząc szeroki pas, w którym wektory prędkości są równoległe do siebie i prostopadłe do płaszczyzny przegrody,
- w przestrzeni między końcem przegrody a mieszadłem widoczne są zmiany zwrotów wektorów prędkości – przy zwiększaniu prędkości odchylają się one w kierunku ścianki, co oznacza zwiększanie się wpływu siły odśrodkowej na ruch pęcherzyków,
- za przegrodą powstaje wir, ale prędkości w nim są małe.

Natomiast bardziej szczegółowa analiza dla ustalonych wartości zmodyfikowanej liczby Froude'a Fr' prowadzi do następujących wniosków:

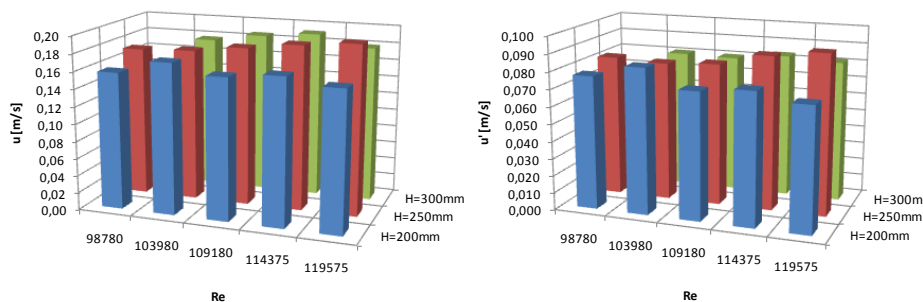
- ponieważ przy większej wysokości cieczy nad mieszadłem do dyspergowania gazu niezbędna jest większa częstość obrotowa mieszadła, to dla małych wartości Fr' pęcherzyki gazu poruszają się szybciej, gdy słup cieczy nad mieszadłem jest wyższy,
- dla większych wartości Fr' (większych od 0,407) mapy rozkładów prędkości stają się coraz bardziej podobne do siebie, niezależnie od wysokości cieczy nad mieszadłem,
- dla ustalonej wysokości cieczy zwiększenie częstości obrotowej mieszadła przesuwa granice obszarów większych prędkości w kierunku ścianki mieszalnika.

Potwierdzeniem tych spostrzeżeń jest analiza wartości średnich i odchyłeń standardowych obliczonych dla przedstawionych pól prędkości (rys. 6.31). Dla $H = 250$ mm i 300 mm dla wartości $Fr' = 0,373$ następuje stabilizacja wartości średnich i odchyłeń standardowych, podczas gdy dla $H = 200$ mm wartości te jeszcze rosną. Większe wartości odchylenia standardowego świadczą o większym zakresie osiągniętych przez pęcherzyki prędkości.



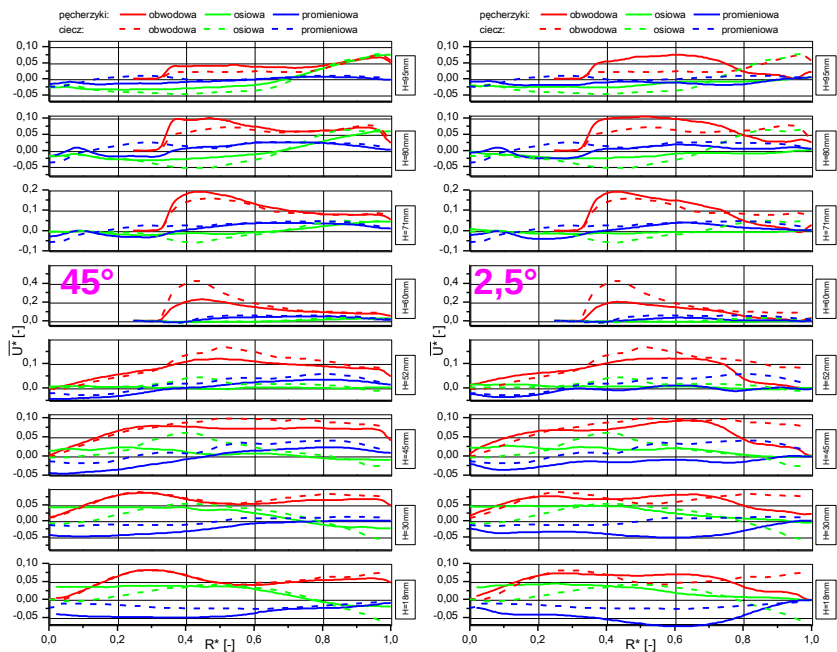
Rys. 6.31. Średnie prędkości i pulsacje prędkości dla ustalonych wartości Fr'

Z kolei dla ustalonych wartości liczby Reynoldsa Re z przebadanego zakresu mapy, prędkości są dość podobne do siebie. Potwierdza to analiza rys. 6.32, na którym przedstawiono wartości uśrednione oraz odchylenia standardowe dla map z rys. 6.30. Wartości średnie są niemal równe, podobnie jak wartości odchyłeń standardowych.

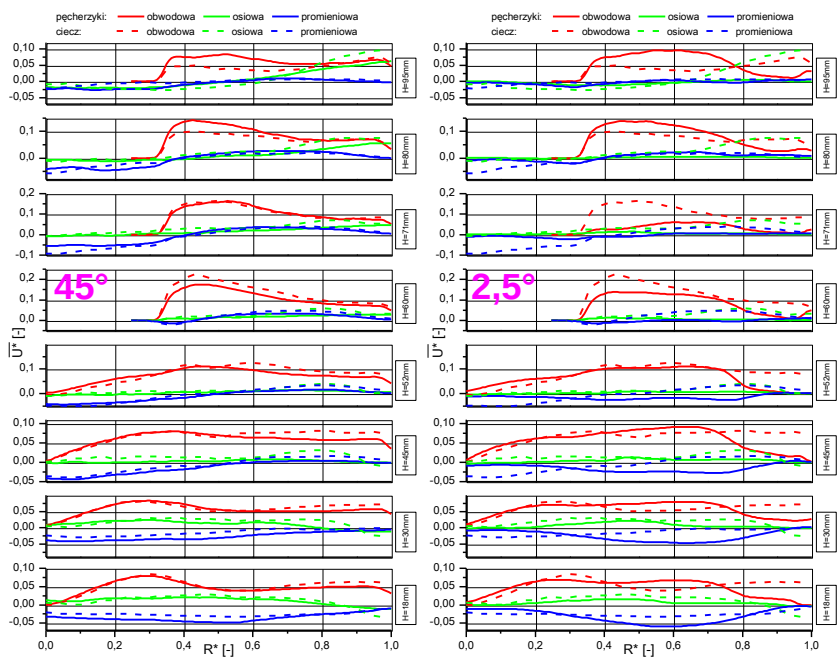


Rys 6.32. Średnie prędkości i pulsacje prędkości dla ustalonych wartości Re

Określenie prędkości pęcherzyków na poziomie mieszadła ma duże znaczenie, np. dla procesu wnikania masy. Jednak mając na uwadze intensyfikację tego procesu, ważne są rozkłady prędkości pęcherzyków także nad i pod mieszadłem. Do ich określenia posłużono się układem pomiarowym *PIV*. Cieńszy nóż świetlny powinien zapewnić większą selektywność obrazów pęcherzyków. Na rysunku 6.33 przedstawiono prędkości pęcherzyków i cieczy w układzie dwufazowym. Z analizy tego rysunku wynika, że kierunki przepływu cieczy i pęcherzyków są zgodne, ale jak należało się spodziewać prędkości faz różnią się od siebie. Pod mieszadłem różnice te są małe, z wyjątkiem składowej promieniowej. Obserwuje się też duże różnice prędkości obwodowych na wysokości mieszadła, gdzie chmura pęcherzyków wypływających z otworów mieszadła hamuje ruch cieczy. Natomiast nad mieszadłem prędkość obwodowa pęcherzyków jest większa od prędkości cieczy.



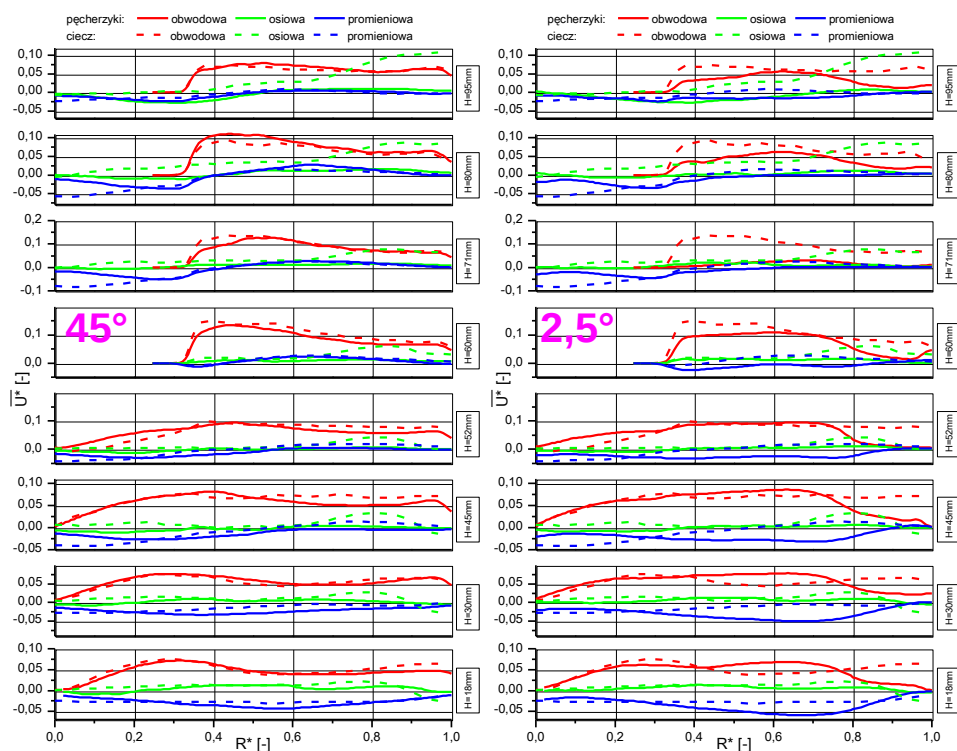
Rys. 6.33. Profile bezwymiarowych prędkości pęcherzyków i cieczy w układzie dwufazowym 45° między przegrodami i $2,5^\circ$ przed przegrodą dla $N = 360 \text{ min}^{-1}$



Rys. 6.34. Profile bezwymiarowych prędkości pęcherzyków i cieczy w układzie dwufazowym 45° między przegrodami i $2,5^\circ$ przed przegrodą dla $N = 450 \text{ min}^{-1}$

Przy częstotliwości obrotowej $N = 450 \text{ min}^{-1}$ (rys. 6.34) pod mieszadłem sytuacja nie ulega zmianie z wyjątkiem prędkości obwodowych, które zmniejszają się ze wzrostem wysokości. Największe zmniejszenie wartości tej składowej występuje na wysokości mieszadła. Jest to spowodowane większą liczebnością pęcherzyków. Natomiast nad mieszadłem składowa obwodowa osiąga nieco większe wartości niż przy mniejszej częstotliwości obrotowej.

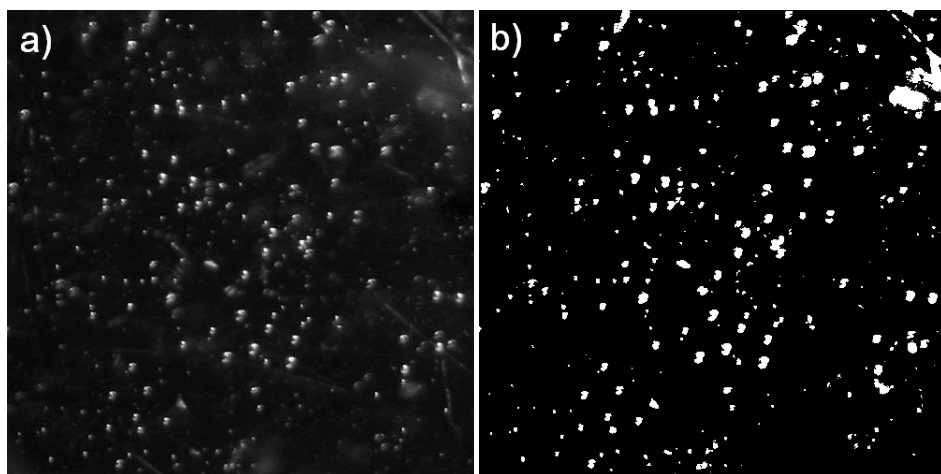
Przy dalszym zwiększaniu częstotliwości obrotowej mieszadła (rys. 6.35) nie obserwuje się zmian profili prędkości bezwymiarowych. Należy jednak pamiętać, że wartości bezwzględne zwiększają się. Z procesowego punktu widzenia najważniejsze są różnice prędkości cieczy i pęcherzyków mające wpływ na proces wnikania masy.



Rys. 6.35. Profile bezwymiarowych prędkości pęcherzyków i cieczy w układzie dwufazowym 45° między przegrodami i $2,5^\circ$ przed przegrodą dla $N = 540 \text{ min}^{-1}$

Przed wprowadzeniem komercyjnego systemu pomiarowego *PIV* przeprowadzono próby określenia prędkości pęcherzyków gazu z użyciem cyfrowego aparatu fotograficznego *Canon EOS 20D* (matryca 2348×3522 piksele znacznie większa niż w kamerze *RedLake*) połączonego z lampą błyskową *Speedlite 580EX II*, stanowiącą źródło światła stroboskopowego. Aparat był umieszczony prostopadle do dna zbiornika, podczas gdy lampą

oświetlała przez tunel świetlny boczną powierzchnię mieszadnika na wysokości mieszałki. Częstotliwość błysków ustalono doświadczalnie na 130 Hz. Badania przeprowadzono dla samozasysającego mieszadła tarczowego o średnicy $D = 125$ mm znajdującego się na wysokości $h_m = 70$ mm. Częstotliwości obrotowe mieszałki wynosiły $N = 362, 364, 366, 368, 370, 372$ i 374 min^{-1} . Dla każdej częstotliwości obrotowej wykonywano 10 zdjęć. W fazie wstępnej obróbki zdjęć konwertowano je do skali szarości (rys. 6.36a), a następnie binaryzowano [36, 37] do postaci zero-jedynkowej (rys. 6.36b) z progiem określonym przez analizę jasności pikseli obrazujących pęcherzyki gazu, a obszar mieszałki maskowano jako nieistotny. Do określenia prędkości pęcherzyków posłużono się opisaną w rozdziale 1 autokorelacją dla korelacji krzyżowej [38].

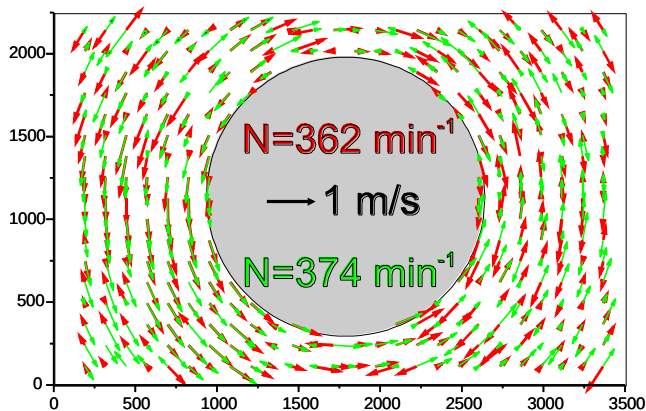


Rys. 6.36. Fragment obrazu w skali szarości i po binaryzacji

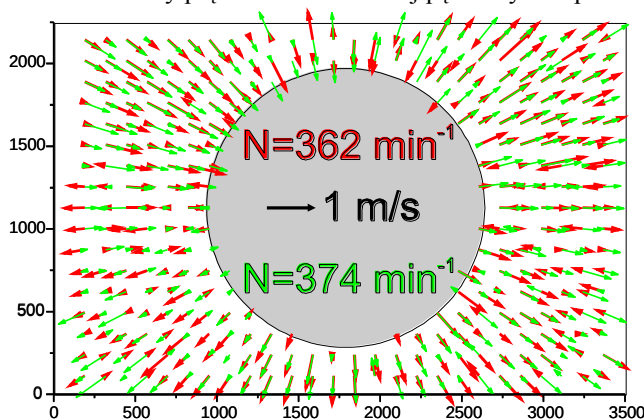
Rozmiar jądra dla autokorelacji K określono na 127×127 pikseli, a wielkość przesunięcia jądra na 40 pikseli (co daje rozmiar tablicy przeszukiwań P równy 207×207 pikseli). W wyniku użycia autokorelacji otrzymywano tablicę, którą przeszukiwano w celu znalezienia maksimów lokalnych. Biorąc pod uwagę drugi co do wartości pik, określano jego lokalizację (współrzędne piksu). Określenie wartości przesunięć w pionie i w poziomie pozwalało obliczyć wartość promienia wodzącego (długość wektora) i kąt wektora prędkości względem poziomu. Przyjmując jako biegun oś obrotu mieszałki przeliczano współrzędne kartezjańskie na biegunowe. Ponieważ na wysokości mieszałki przepływ cieczy ma charakter promieniowo-obwodowy, a na zdjęciach kierunek obrotów mieszałki był zgodny z kierunkiem trygonometrycznym (przeciwnie do ruchu wskazówek zegara), to kąt dla piksu określającego przesunięcie powinien być większy od kąta dla piksu centralnego. Jeśli był mniejszy, do wcześniej obliczonego kąta obrotu wektora dodawano $2 \cdot \pi$. Długość wektora i kąt obrotu określano dla każdego podobzaru. Procedurę tę powtarzano dla kolejnych zdjęć i uśredniano wyniki.

W wyniku przeprowadzonej obróbki danych wyjściowych otrzymano mapy wektorowe obrazujące prędkości pęcherzyków gazu. Na rysunkach 6.37 i 6.38 przedstawiono mapy wektorowe dla dwu skrajnych przebadanych częstości obrotowej mieszadła $N = 362$ i 374 min^{-1} (osie wykresów w pikselach, na szaro zaznaczono obszar mieszadła). Z analizy uzyskanych map wektorów prędkości wynika, że:

- mimo iż zmiana częstości obrotowej wynosiła tylko 3,3%, występują duże różnice w zwrotach wektorów prędkości, natomiast różnice w długościach są znacznie mniejsze,
- zwrot niektórych wektorów jest przeciwny do kierunku ruchu strumienia wody,
- prędkości pęcherzyków są rzędu $0,2 \div 0,5 \text{ m/s}$, czyli że są one ok. 10 razy mniejsze od prędkości obwodowej końców łopatek mieszadła ($2,37 \div 2,45 \text{ m/s}$).



Rys. 6.37. Wektory prędkości obwodowej pęcherzyków powietrza



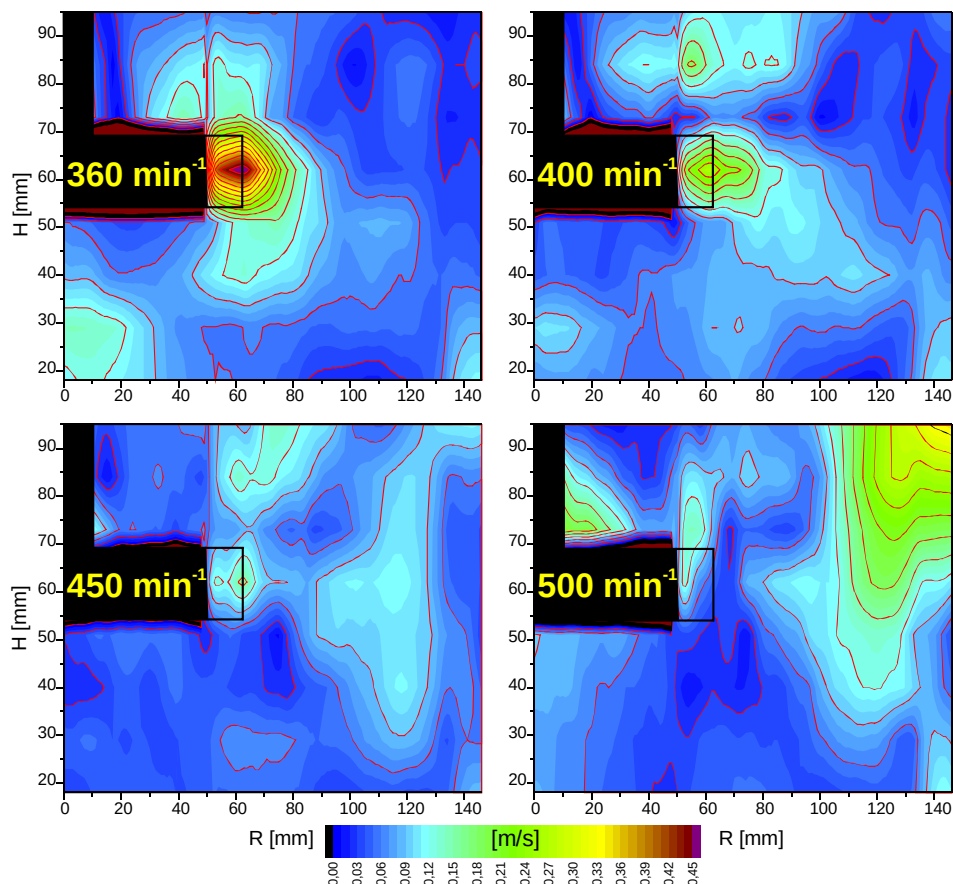
Rys. 6.38. Wektory prędkości promieniowej pęcherzyków powietrza

Na podstawie zaprezentowanych prób można stwierdzić, że metoda z podwójną ekspozycją (tzn. gdy na jednym zdjęciu są zarejestrowane obrazy

uzyskane w pewnym odstępie czasowym – rys. 1.8b) może być stosowana do określania prędkości pęcherzyków gazu w mieszalniku, ale wymagana jest analiza znacznie większej liczby klatek oraz dopracowanie oprogramowania. Dlatego też przy posiadaniu komercyjnego systemu pomiarowego *PIV* jej rozwijanie nie wydaje się celowe. Z tego też powodu nie kontynuowano eksperymentów i nie sprawdzono powtarzalności otrzymanych wyników.

6.4. Prędkości względne

Znajomość prędkości cieczy i pęcherzyków gazu pozwala na obliczenie względnej prędkości, z jaką poruszają się pęcherzyki w cieczy. Wielkość ta, wpływająca na szybkość odnawiania warstwy granicznej, ma wpływ na lokalne wartości współczynnika wnikania masy i w związku z tym jest również przedmiotem rozważań teoretycznych [14-16]. Informacje o prędkościach względnych mogą być pomocne w modelowaniu ruchu pęcherzyków [44].



Rys. 6.39. Mapy uśrednionych prędkości względnych cieczy i pęcherzyków gazu

Dlatego na rysunku 6.39 przedstawiono mapy względnych prędkości wody i pęcherzyków w przekroju między przegrodami obliczone z zależności

$$\overline{U_{wzg}} = \sqrt{(\overline{U_{t,C}} - \overline{U_{t,G}})^2 + (\overline{U_{r,C}} - \overline{U_{r,G}})^2 + (\overline{U_{z,C}} - \overline{U_{z,G}})^2} \quad (6.3)$$

w której: $\overline{U_t}$, $\overline{U_r}$, $\overline{U_z}$ – odpowiednio średnia prędkość obwodowa, promieniowa i osiowa, indeksy C – ciecz, G – gaz.

Analiza rysunku 6.39 pozwala stwierdzić, że różnice prędkości faz są niewielkie. Jest to zgodne z nielicznymi danymi literaturowymi [17]. Zwiększanie częstości obrotowej mieszadła powoduje spadek prędkości względnych za łopatkami mieszadła. Oznacza to wyhamowywanie cieczy przez wypływające z otworów mieszadła chmury pęcherzyków. Ponieważ w pobliżu ścianki zarówno ciecz, jak i pęcherzyki zmniejszają swą prędkość, zwiększa się wpływ siły wyporu na ruch pęcherzyków. Dlatego powiększa się obszar znacznych wartości prędkości względnych przy ścianie przy większych częstościach obrotowych mieszadła.

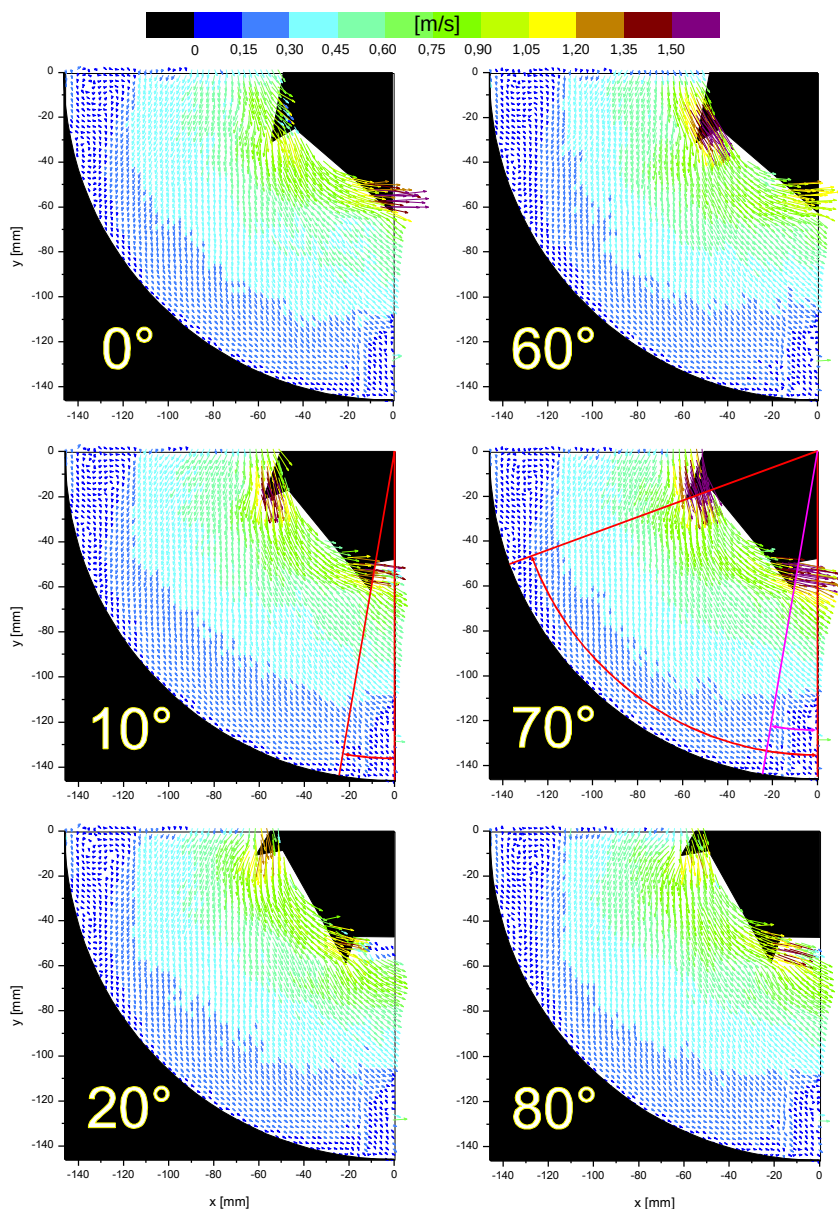
W omówionej metodzie prędkości faz były określane w oddzielnych pomiarach. Można oczekiwać, że uśrednianie różnic prędkości chwilowych faz (zmierzonych równocześnie dwiema kamerami) da podobne wyniki i dodatkowe informacje o opływie pęcherzyków przez ciecz. Wymaga to dokładnego pozycjonowania kamer, ale jest możliwe do wykonania po niewielkiej modyfikacji stanowiska pomiarowego (w przeprowadzonych próbach obszary pomiarowe obu kamer były przesunięte o kilka milimetrów).

6.5. Pomiary dla ustalonego położenia łopatki

W podrozdziale 6.1 wspomniano, że stosując częstotliwość błysków lasera równą częstości obrotowej mieszadła (częstotliwość synchroniczna) można uzyskać dane pomiarowe dla jednego położenia łopatki względem przegrody. Położenie to jest jednak przypadkowe. W metodzie PIV przez zastosowanie wyzwalacza zewnętrznego możliwe są pomiary dla ustalonego położenia łopatki względem przegrody. Powinno to wyeliminować, a przynajmniej znacznie ograniczyć, wpływ pulsacji okresowych powodowanych przez przejścia łopatki na wyniki pomiaru prędkości. Informacje o składowej periodycznej pulsacji prędkości można znaleźć w literaturze [47, 48], a ich występowanie potwierdzają piki obserwowane na wykresach widma energetycznego dla częstotliwości odpowiadającej przejściom łopatek (rys 10.9).

Na rysunku 6.40 przedstawiono przykładowe mapy wektorów prędkości cieczy w układzie jednofazowym na wysokości zawieszenia mieszadła dla ustalonych położenia łopatki względem przegrody. Dla badanego mieszadła po przesunięciu obrazu łopatki o kąt 60° powinno uzyskać się powtórzenie pól prędkości. Z rysunku 6.40 oraz przeprowadzonej analizy wariancji wynika jednak, że w pobliżu łopatek występują różnice w rozkładach prędkości. Różnice te mogą wynikać zarówno ze zbyt małej liczby danych do uśredniania

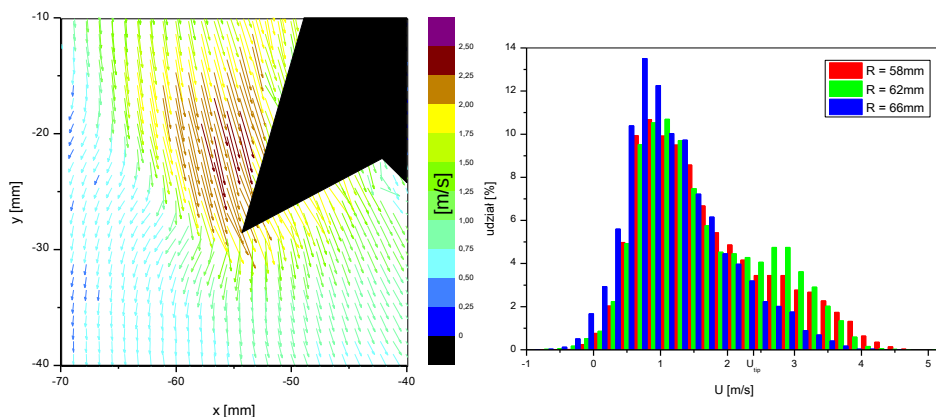
prędkości (100), jak i z niedokładności wykonania samego mieszadła. Poza obszarem mieszadła zgodność pól prędkości jest bardzo dobra.



Rys. 6.40. Wektory prędkości na wysokości mieszadła dla ustalonych położeń łopatki dla $N = 365 \text{ min}^{-1}$

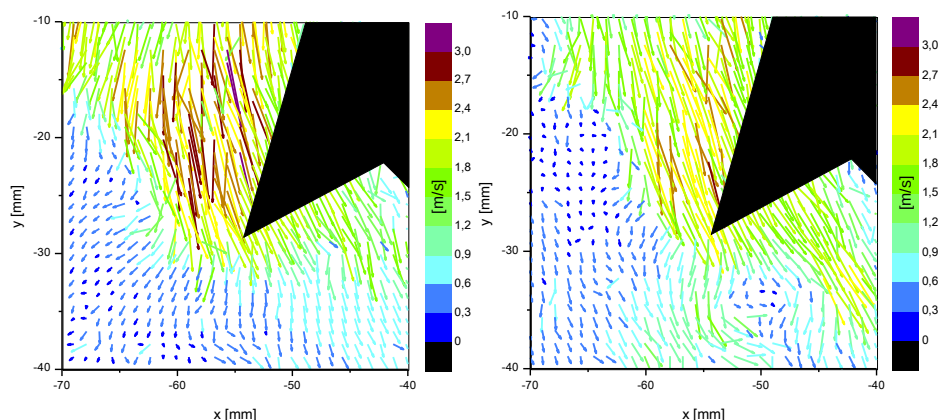
Zastosowanie wyzwalacza zsynchronizowanego z ruchem łopatki umożliwia również badanie wirów powstających w pobliżu łopatki. Na rysunku 6.41

przedstawiono wektory średnich prędkości cieczy w pobliżu łopatki na środku wysokości mieszadła obracającego się z częstotliwością $N = 365 \text{ min}^{-1}$, co odpowiada prędkości końca łopatki $U_{top} = 2,389 \text{ m/s}$. Jak wynika z analizy tego rysunku, za łopatką obserwuje się prędkości przewyższające tę wartość. Przeprowadzona analiza danych uzyskanych metodą *LDA* wykazuje, że na wysokości mieszadła, w odległości od osi zbliżonej do promienia badanego mieszadła, prędkości obwodowe cieczy również przekraczają wartość prędkości końca łopatki.

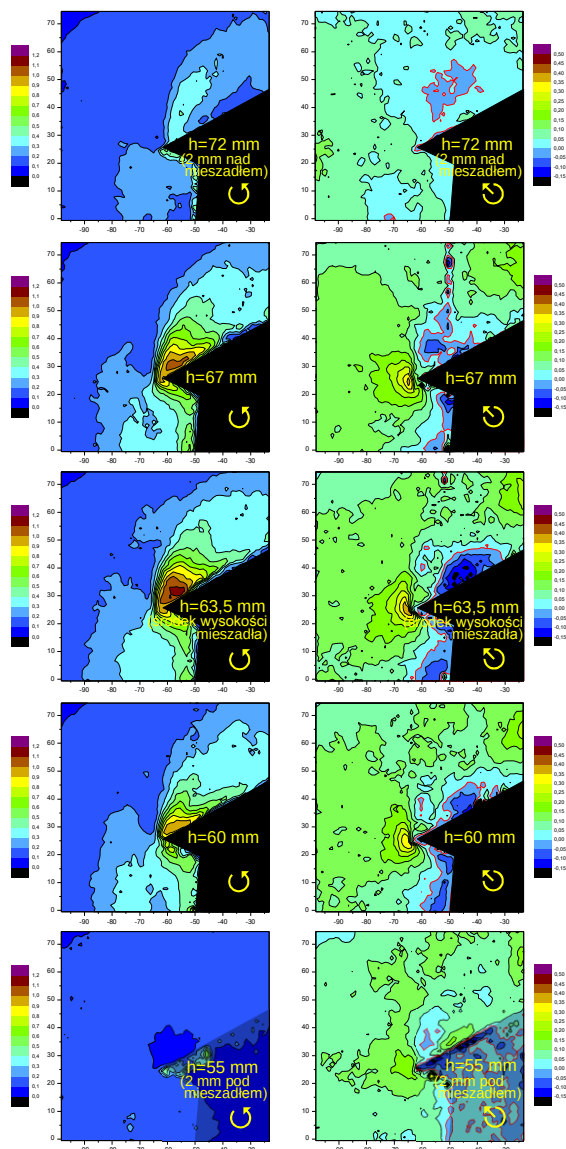


Rys. 6.41. Wektory średnich prędkości w pobliżu łopatki i histogramy prędkości chwilowych

Na rysunku 6.42 przedstawiono wektory prędkości chwilowych w pobliżu łopatki samozasysającego mieszadła tarczowego pracującego bez dyspergowania gazu. Za łopatką dość licznie występują prędkości z zakresu od 2,5 do 3 m/s, dla których to wartości na histogramie występuje maksimum lokalne.



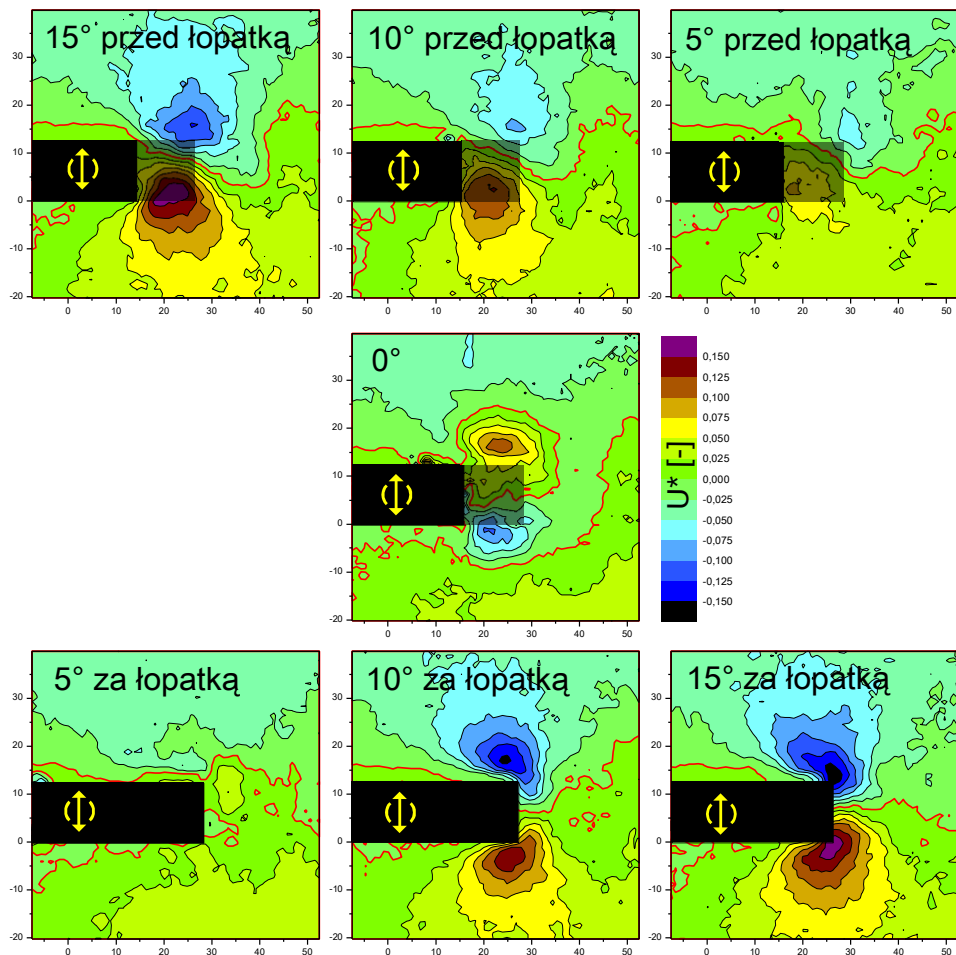
Rys. 6.42. Wektory prędkości chwilowych w dwóch chwilach czasowych



Rys. 6.43. Bezwymiarowe prędkości obwodowe i promieniowe w pobliżu łopatki

Ponieważ obszar w pobliżu łopatek mieszadła jest interesujący m.in. ze względu na dyssypację energii (rozdział 10), wykonano dodatkowe badania dla przestrzeni w pobliżu łopatki mieszadła. Przy poziomym ustawieniu noża świetlnego wykonano pomiary na środku wysokości mieszadła oraz w odległościach 3,5 i 8,5 mm nad i pod środkiem wysokości (ostatnia wartość odpowiada położeniu płaszczyzny pomiarowej 2 mm nad lub pod mieszadłem). Z kolei przy pionowym ustawieniu noża świetlnego wykonano pomiary dla

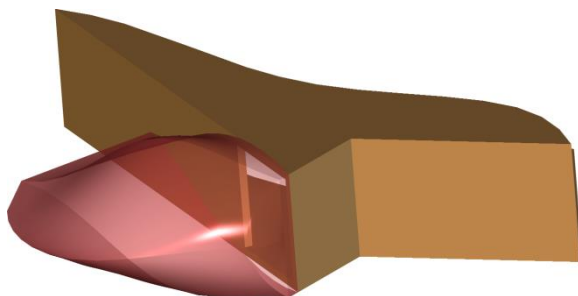
ustawienia łopatki względem dwusiecznej kąta między przegrodami wynoszącego -15° , -10° , -5° , 0° , 5° , 10° , i 15° (kąty ujemne dla położenia łopatki przed dwusieczną). Doświadczenia przeprowadzono dla kilku częstości obrotowych mieszadła wynoszących $N = 300, 360, 420, 480, 540$ i 600 min^{-1} . Na rysunku 6.43 przedstawiono mapy bezwymiarowych prędkości obwodowych i promieniowych dla częstości obrotowej $N = 480 \text{ min}^{-1}$ (różne skale dla składowych), natomiast na rysunku 6.44 – mapy prędkości osiowych dla tej samej częstości obrotowej.



Rys. 6.44. Bezwymiarowe prędkości osiowe w pobliżu łopatki mieszadła

Dla pozostałych częstości obrotowych otrzymano bardzo podobne rozkłady prędkości bezwymiarowych. W obszarze międzyłopatkowym obserwuje się bardzo duże zmiany prędkości cieczy i nieuwzględnienie tych zmian może prowadzić do znacznych błędów przy określaniu szybkości dyssypacji energii [49].

Potwierdzono wcześniejsze obserwacje, że za poruszającą się łopatką w obszarze wytwarzanego przez nią podciśnienia średnia prędkość obwodowa cieczy jest większa od prędkości łopatki. Również w tym obszarze zwroty wektorów prędkości promieniowej są skierowane do osi mieszadła (ujemne wartości na mapie prędkości). Z kolei spiętrzona ruchem łopatki ciecz płynie w górę i w dół, ale kilkanaście stopni za łopatką płynie ona w kierunku środka wysokości mieszadła (wartości dodatnie dla zwrotu w górę). Zatem ciecz jest niejako wsysana do wnętrza kawerny za łopatką, której hipotetyczny obraz przedstawiono na rysunku 6.45. Ponieważ obszar kawerny kończy się kilkanaście milimetrów za łopatką, a poza tym obszarem prędkości są znacznie mniejsze od prędkości łopatki, to w przypadku pomiarów prędkości dla nieustalonego położenia łopatki uśrednione w czasie prędkości obwodowe będą mniejsze (rys. 6.9) od prędkości tuż za łopatką.



Rys. 6.45. Kawerna z obniżonym ciśnieniem za łopatką

Poprawność uzyskanych wyników można sprawdzić w oparciu o informacje dotyczące początku dyspergowania gazu przez mieszadła samozasysające. Ponieważ siłą napędową procesu samozasysania jest różnica ciśnień, to z równania Bernoulli'ego można określić krytyczną częstość obrotową mieszadła N_{kr} , przy której rozpoczyna się wypływ gazu z otworów [45, 46]. Dla średnicy d wynosi ona

$$N_{kr} = \frac{\sqrt{2 \cdot g \cdot (H - h_m)}}{\pi \cdot d \cdot K} \quad (6.4)$$

gdzie K jest współczynnikiem poślizgu określającym stosunek prędkości cieczy do prędkości łopatki. Krytyczną częstość obrotową można też określić na podstawie wyznaczonej doświadczalnie krytycznej wartości zmodyfikowanej liczby Froude'a

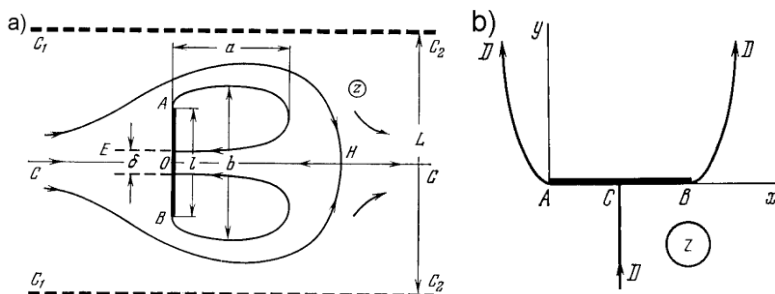
$$N_{kr} = \frac{\sqrt{g \cdot (H - h_m) \cdot Fr'_{kr}}}{D} \quad (6.5)$$

Z zależności (6.4) i (6.5) można określić współczynnik poślizgu

$$K = \frac{D}{\pi \cdot d} \cdot \sqrt{\frac{2}{Fr'_{kr}}} \quad (6.6)$$

Dla badanego mieszadła $Fr'_{kr} = 0,207$, a na podstawie wiadomości przedstawionych w rozdziale 4 za średnicę, przy której odrywają się pęcherzyki gazu można przyjąć średnicę początku łopatki. W omawianym przypadku $d \approx 100$ mm, co prowadzi do wartości $K \approx 1,24$. Wartości średnie prędkości obwodowej są nieco mniejsze od tej wartości (rys. 6.43), ale prędkości chwilowe mogą ją przekraczać (rys. 6.41). Można zatem mówić o zgodności danych otrzymanych obiema metodami.

Opisany ruch cieczy w pobliżu łopatki przypomina model kawitacyjnego opływu płytki przedstawiony na rysunku 6.46a.



Rys. 6.46. Kawitacyjny opływ płytki z zawróconym strumieniem (a) i opływ niekawitacyjny (b) przez idealną ciecz [18]

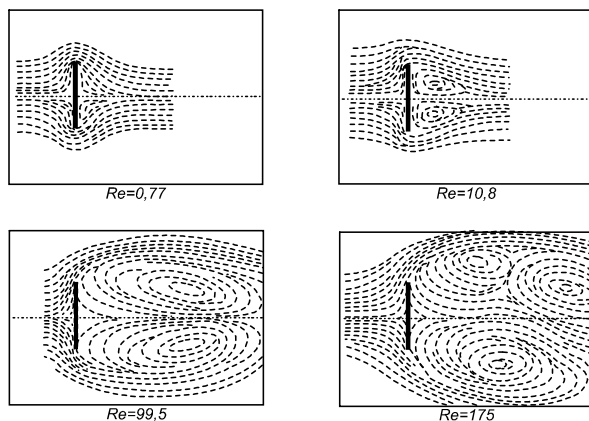
W końcu kawerny tworzy się strumień kierujący się do wnętrza kawerny na drugi płat (arkusz) powierzchni Reimana. Model ten, wyprowadzony dla nieograniczonego strumienia idealnej cieczy, jest bliższy rzeczywistości niż najprostszy model opływu płytki (rys. 6.46b), gdy za opływającą płytkę ciecz pozostaje nieruchoma (jakkolwiek, jak wspomniano już w rozdziale 4, przy ruchu okrężnym nie w pełni można stosować zasadę odwracalności). Jednak w teoriach strumieni cieczy idealnej przyjmuje się założenie, że za opływającą przeszkodą nie powstają wiry. Takie założenie znacznie upraszcza rozwiązanie matematyczne, ale dla rzeczywistych opływów nie jest to założenie prawdziwe, co potwierdzają dane literaturowe [19, 40] przedstawione na rysunku 4.47. Również analizując zwroty wektorów prędkości chwilowych (rys. 6.42), można zauważyć zawirowania objawiające się dość chaotycznym ułożeniem wektorów prędkości w porównaniu do uporządkowanych zwrotów wektorów prędkości średnich (rys. 6.41).

Stosując model z zawróconym strumieniem, można określić względną grubość tego strumienia, która wynosi

$$\lim_{h \rightarrow 0} \frac{\delta}{l} = \frac{\pi}{2 \cdot (\pi + 4)} \approx 0,22 \quad (6.7)$$

czyli dla łopatki o wysokości $l = 13$ mm grubość strumienia nie powinna przekraczać 2,9 mm. Ustalenie rzeczywistej grubości tego strumienia wymaga dalszych badań, natomiast w oparciu o wspomnianą teorię można obliczyć opór omywanej płytki

$$F_{op} = \frac{\rho \cdot V_{\infty}^2 \cdot \pi}{\pi + 4} \quad (6.8)$$



Rys. 6.47. Układ wirów za płaską płytką ustawioną prostopadle do prędkości niezakłóconego przepływu, przy różnych prędkościach [19]

Przyjmując, że siła oporu skupiona jest w środku łopatki, można obliczyć moment siły i po uwzględnieniu częstości obrotowej moc, którą można porównać z wartością doświadczalną. Dla prędkości cieczy $V_\infty = U_{lop} = \pi \cdot D \cdot N$ otrzymuje się bardzo dobrą zgodność wyników, co potwierdza użyteczność teorii zawróconego strumienia w obliczeniach mieszadeł samozasysających.

Rozdzielczość metody PIV nie pozwala na stwierdzenie, czy za łopatkami samozasysającego mieszadła tarczowego powstają wiry załopatkowe o torze spiralnym [27, 28, 39, 41, 42].

6.6. Wnioski

Metoda PIV ze względu na częstotliwość wykonywania zdjęć (w posiadanym systemie do 15 Hz) właściwie nie nadaje się do analizy zmian prędkości chwilowych. Można ją natomiast wykorzystywać do pomiarów uśrednionych w czasie. Wymaga jednak przybliżonej znajomości prędkości występujących w polu pomiarowym, aby na zdjęciach uzyskać optymalne przesunięcia obrazów znacznika (traseira). Taka znajomość nie jest wymagana w metodzie LDA.

Metoda PIV przy użyciu dwóch kamer pracujących synchronicznie umożliwia jednoczesny pomiar prędkości cieczy i pęcherzyków gazu w niej rozproszonych. Przy użyciu kamer o dużej rozdzielczości lub zastosowaniu dużych powiększeń możliwe jest rejestrowanie opływu pęcherzyków przez ciecz.

Niewątpliwą zaletą metody PIV jest duże pole pomiarowe (w omawianych przypadkach ponad 1/4 przekroju poprzecznego mieszalnika o średnicy $T = 292$ mm). W przypadku dokonywania porównań z metodą LDA wymaga to stosowania metod interpolacyjnych. Większe pola pomiarowe wymagają zastosowania większych odległości przedmiotowych lub obiektywów o krótszej ogniskowej. Jednak zmniejszeniu ulegają wówczas obrazy cząstek traseira, co

powinno być rekompensowane użyciem cząstek o większych rozmiarach, ale takie cząstki mogą gorzej odwzorowywać ruch cieczy. W przypadku uśredniania prędkości w czasie, wyniki uzyskiwane obiema metodami dają niemal identyczne wyniki [20]. Należy jednak pamiętać o ograniczeniach obu metod [21, 22]. Również położenie łopatki w trakcie pomiarów na wpływ na uśrednianie w czasie wartości prędkości za łopatką mieszadła.

W przypadku pomiarów przez dno mieszalnika otrzymuje się składowe prędkości w układzie kartezjańskim i zachodzi potrzeba przeliczania ich na układ biegunowy, aby określić składową obwodową i promieniową.

Metody obliczania prędkości używane w systemach PIV można zastosować do określania prędkości pęcherzyków gazu poruszających się w nagazowanej cieczy.

Zwiększanie częstości obrotowej mieszadła samozasysającego powoduje zmniejszanie względnych prędkości pęcherzyków w pobliżu mieszadła. Natomiast w pobliżu ścianki mieszalnika w tych samych warunkach następuje zwiększanie prędkości ruchu pęcherzyków względem cieczy.

Za łopatką mieszadła, ze względu na występujące tam podciśnienie, obserwuje się prędkości przekraczające prędkość obwodową łopatki. Występowanie takich prędkości jest potwierdzone danymi doświadczalnymi wyznaczającymi moment rozpoczęcia dyspersgowania gazu przez mieszadło.

Model kawitacyjnego opływu płytki z zawróceniem strumienia idealnej cieczy dobrze odwzorowuje opływ łopatki mieszadła samozasysającego i pozwala obliczyć siłę oporu.

6.7. Literatura

- [1] Heim A., Stelmach J., *Porównanie prędkości na wysokości samozasysającego mieszadła tarczowego*, Przemysł Chemiczny, 90(9), ss. 1642-1646, 2011.
- [2] Stelmach J., Rzycki E., Heim A., *Rozkłady prędkości średnich na wysokości samozasysającego mieszadła tarczowego*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 41 (33), 4s, ss. 115-117, 2002.
- [3] Kuraśiński T., Stelmach J., Kuncewicz Cz., *Prędkości cieczy w mieszalniku. Analiza danych*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 43 (35), 3s, ss. 89-91, 2004.
- [4] Stelmach J., Kuncewicz Cz., Kamionowska U., *Prędkości obwodowe i promieniowe na wysokości samozasysającego mieszadła tarczowego* Materiały XII Ogólnopolskiego Seminarium MIESZANIE, Szczecin-Międzyzdroje, ss. 193-199, 2011.
- [5] Talaga J., *The velocity field in the discharge stream from a Rushton turbine impeller*, Materiały 14th European Conference on Mixing, ss. 467-472, Warszawa, Polska, 2012.
- [6] Stelmach J., Kuncewicz Cz., *Prędkości cieczy i pęcherzyków gazu na wysokości samozasysającego mieszadła tarczowego*, Przemysł Chemiczny, 90(9), ss. 1680-1685, 2011.
- [7] Honaken M., Saarenrinne P., *Turbulent bubbly flow measurements in a mixing vessel with PIV*, Materiały 11th International Symposium on Application of Laser Technique to Fluid Mechanics, Lizbona, Portugalia, 2002.

- [8] Deen N.G., Westerweel J., Delnoij E., *Two-phase PIV in bubbly flows: status and trends*, Chemical Engineering and Technology, 25, ss. 97-101, 2002.
- [9] Bröder D., Sommerfeld M., *A PIV/PTV system for analysing turbulent bubbly flows*, Materiały 10th International Symposium on Application of Laser Technique to Fluid Mechanics, Lizbona, Portugalia, 2000.
- [10] Chung K.H.K., Simmons M.J.H., Barigou M., *Local gas and liquid phase velocity measurement in a miniature stirred vessel using PIV combined with a new image processing algorithm*, Experimental Thermal and Fluid Science, 33, ss. 743-753, 2009.
- [11] Zaruba A., Krepper E., Prasser H.-M., Schleicher E., *Measurement of bubble velocity profiles and turbulent diffusion coefficient of the gaseous phase in rectangular bubble column using image processing*, Experimental Thermal and Fluid Science, 29, ss. 851-860, 2005.
- [12] Choi J.-E., Takei M., Doh D.-H., Jo H.-J., Hassan Y.A., Ortiz-Villafuerte J., *Decomposition of bubbly flow PIV velocity fields using discrete wavelets multi-resolution and multi-section image method*, Nuclear Engineering and Design, 238, ss. 2055-2063, 2008.
- [13] Stelmach J., *Określanie prędkości pęcherzyków gazu na wysokości samomaszującego mieszanego tarczowego*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 49 (41), 1, ss. 105-106, 2010.
- [14] Spelt P.D.M., Biesheuvel A., *On the motion of gas bubbles in homogenous isotropic turbulence*, Journal of Fluid Mechanics, 336, ss. 221-244, 1997.
- [15] Deen N.G., Solberg T., Hjertager B.H., *Flow generated by an aerated Rushton impeller: Two-phase PIV experiments and numerical simulations*, The Canadian Journal of Chemical Engineering, 80, ss. 1-15, 2002.
- [16] Задорский В.М., *Перемешивание в газожидкостных системах пульсацией контактирующих фаз*, Zesz. Nauk. PŁ, Inż. Chem., 17, ss. 85-93, 1989.
- [17] Montane G., Paglanti A., Magnelli F., *Experiments and simulations of gas-liquid stirred vessels*, Materiały 12th European Conference on Mixing, ss. 137-144, Bolonia, Włochy, 2006.
- [18] Гуревич М.И., *Теория струй идеальной жидкости*, Наука, Москва, 1979.
- [19] Bukowski J., Kijkowski P., *Kurs mechaniki płynów*, PWN, Warszawa 1980.
- [20] Myers K.J., Ward R.W., Bakker A., *A digital particle image velocimetry investigation of flow field instabilities of axial-flow impellers*, Journal of Fluids Engineering, 119, ss. 623-632, 1997.
- [21] Wernet M.P., Subramanian A., Mu H., Kadambi J.R., *Comparison of particle image velocimetry and laser Doppler anemometry measurements in turbulent fluid flow*, Annals of Biomedical Engineering, 28, ss. 1393-1394, 2000.
- [22] Saxena R., Ramuzat A., Yoganathan A., *In response to "Comparison of particle image velocimetry and laser Doppler anemometry measurements in turbulent fluid flow" by Wernet et al.*, Annals of Biomedical Engineering, 28, ss. 1395-1396, 2000.
- [23] http://pl.wikipedia.org/wiki/Interpolacja_dwuliniowa, dostęp 19.09.2014.
- [24] <http://www.algorytm.org/przetwarzanie-obrazow/zmiana-wielkosci-obrazu-interpolacja-dwuliniowa.html>, dostęp 19.09.2014.
- [25] Baldi S., Yianneskis M., *On the direct measurement of turbulence energy dissipation in stirred vessels with PIV*, Industrial Engineering Chemical Research, 42, ss. 7006-7016, 2003.

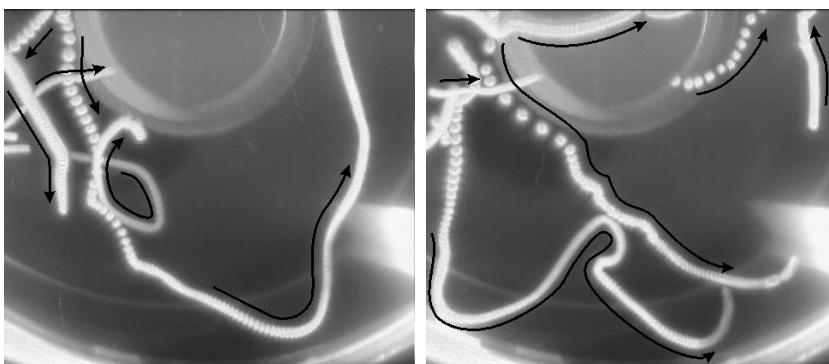
- [26] Lavoie P., Avallone G., De Gregorio F., Romano G.P., Antonia R.A., *Spatial resolution of PIV for the measurement of turbulence*, Experiments in Fluids, 43, ss. 39-51, 2007.
- [27] Chenga W., Muraic Y., Sasakid T., Yamamotod F., *Bubble velocity measurement with a recursive cross correlation PIV technique*, Flow Measurement and Instrumentation, 16, ss. 35-46, 2005.
- [28] Kamiński J., *Wybrane zagadnienia mechanicznego mieszania układów ciecz-gaz*, Politechnika Krakowska, Monografia 147, Kraków 1993.
- [29] Karcz J., *Analiza teoretyczno-doświadczalna procesu wnikania ciepła dla układu ciecz-gaz w mieszalniku z dwoma mieszadłami na wspólnym wale*, Prace Naukowe Politechniki Szczecińskiej, 447, Szczecin 1991.
- [30] Singh H., Fletcher D.F., Nijdam J.J., *An assessment of different turbulence models for predicting flow in a baffled tank stirred with a Rushton turbine*, Chemical Engineering Science, 66, ss. 5976-5988, 2011.
- [31] Xinhong L., Yuyun B., Zhipeng L., Zhengming G., *Particle image velocimetry study of turbulence characteristics in a vessel agitated by a dual Rushton impeller*, Chinese Journal of Chemical Engineering, 16, (5), ss. 700-708, 2008.
- [32] Deen N.G., Hjertager B.H., *Particle image velocimetry measurements in an aerated stirred tank*, Chemical Engineering Communications, 189, ss. 1208-1221, 2002.
- [33] Bröder D., Sommerfeld M., *A PIV/PTV system for analysing turbulent bubbly flows*, Materiały 10th International Symposium on Application of Laser Technique to Fluid Mechanics, Lizbona, Portugalia, 2000.
- [34] Aubin J., Le Sauze N., Bertrand J., Fletcher D.F., Xuereb C., *PIV measurements of flow in an aerated tank stirred by a down- and an up-pumping axial flow impeller*, Experimental Thermal and Fluid Science, 28, ss. 447-456, 2004.
- [35] Chung K.H.K., Simmons M.J.H., Barigou M., *Local gas and liquid phase velocity measurement in a miniature stirred vessel using PIV combined with a new image processing algorithm*, Experimental Thermal and Fluid Science 33, ss. 743-753, 2009.
- [36] Zaruba A., Krepper E., Prasser H.-M., Schleicher E., *Measurement of bubble velocity profiles and turbulent diffusion coefficients of the gaseous phase in rectangular bubble column using image processing*, Experimental Thermal and Fluid Science 29, ss. 851-860, 2005.
- [37] Shen L., Johnsson F., Leckner B., *Digital image analysis of hydrodynamics two-dimensional bubbling fluidized beds*, Chemical Engineering Science 59, ss. 2607-2617, 2004.
- [38] Burnside B.M., Miller K.M., McNeil D.A., Bruce T., *Flow velocities in an experimental kettle reboiler determined by particle image velocimetry*, International Journal of Heat and Mass Transfer 48, ss. 1000-1016, 2005.
- [39] Assirelli M., Bujalski W., Eaglesham A., Nienow A.W., *Intensifying micromixing in a semi-batch reactor using a Rushton turbine*, Chemical Engineering Science, 60, ss. 2333-2339, 2005.
- [40] Романков П.Г., Курочкина М.И., *Гидромеханические процессы химической технологии*, Химия, Ленинград 1974.
- [41] Delafosse A., Morchanin J., Guiraud P., Line A., *Trailing vortices generated by a Rushton turbine: Assessment of rans and large eddy simulations*, Materiały 13th European Conference on Mixing, na CD_ROM, Londyn, Wielka Brytania, 2009.

- [42] Saarenrinne P., Piirto M., *Turbulent kinetic energy dissipation rate estimation from PIV velocity vector fields*, Experiments in Fluids, Supplement, ss. 300-307, 2000.
- [43] Ranade V.V., Perrard M., Le Sauze N., Xuereb C., Bertrand J., *Trailing vortices of Rushton turbine: PIV measurements and CFD simulations with snapshot approach*, Trans. IChemE, Vol. 79, Part A, 2001.
- [44] Doran P., *Design of mixing systems for plant cell suspensions in stirred reactors*, Biotechnology Progress, Vol.15, No. 3. ss. 319-335, 2008.
- [45] Radl S., Khinast J.G., *Multiphase flow and mixing in dilute bubble swarms*, AIChE Journal, Vol. 56, No. 9, ss. 2421-2445, 2010.
- [46] Ju. F., Cheng Z.-M., Chen J.-H., Chu X.-H., *A novel design for a gas-inducing impeller at the lowest critical speed*, Chemical Engineering Research & Design, 87, ss. 1069-1074, 2009.
- [47] Evans G.M., Rielly C.D., Davidson J.F., Carpenter K.J., *Hydrodynamic characteristics of a gas-inducing impeller*, Fluid Mechanics of Mixing, 10, ss. 153-161, 1992.
- [48] Wu H., Patterson G.K., *Laser-Doppler measurements of turbulent-flow parameters in a stirred mixer*, Chemical Engineering Science, 44, ss. 2207-2221, 1989.
- [49] Kresta S.M., Wood P.E., *The flow field produced by a pitched blade turbine: Characterization of the turbulence and estimation of the dissipation rate*, Chemical Engineering Science, 48, ss. 1761-1774, 1993.
- [50] Lee K.C., Yianneskis M., *Turbulence properties of the impeller stream of Rushton turbine*, AIChE Journal, 44, ss. 13-24, 1998.

7. PULSACJE PRĘDKOŚCI OKREŚLONE METODĄ ZNACZNIKÓW PRZEPŁYWU

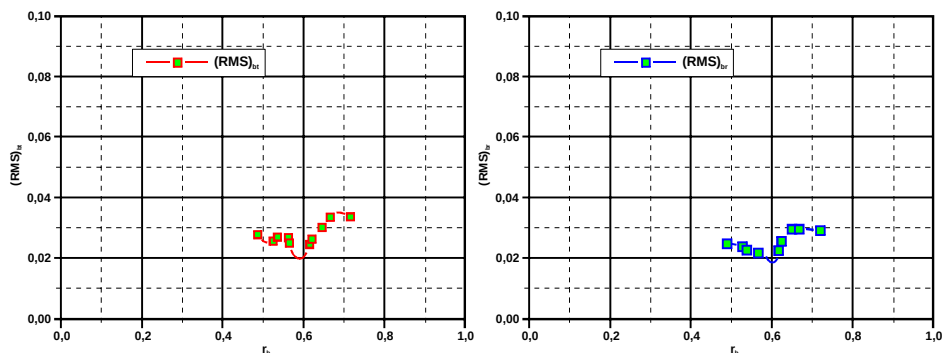
7.1. Omówienie wyników

Ze względu na znaczną bezwładność znaczników przepływu zmiany ich prędkości w burzliwym strumieniu cieczy są znacznie mniejsze niż rzeczywiste zmiany prędkości. Ilustruje to rysunek 7.1, na którym widoczne są trajektorie znaczników przepływu. Nawet w pobliżu mieszađła nie występują gwałtowne zmiany kierunków ruchu znaczników. Zatem, w przeciwieństwie do prędkości średnich, pulsacje prędkości określone na podstawie analizy ruchu znaczników przepływu mogą być obarczone znacznym błędem.



Rys. 7.1. Trajektorie znaczników przepływu [1]

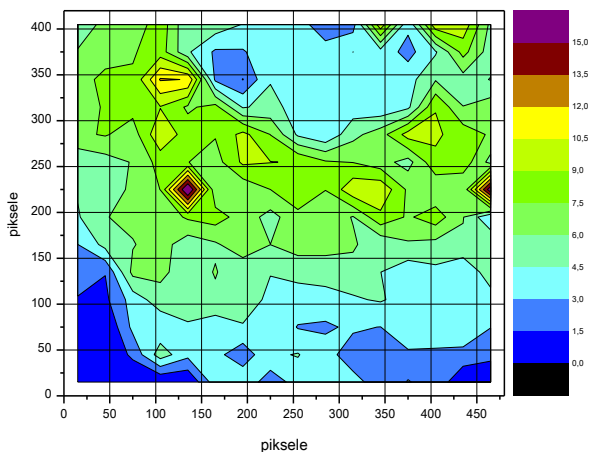
Stosując analizę torów znaczników (tzn. określając kolejne przesunięcia znaczników, obliczając przesunięcie średnie i odejmując je od przesunięć, a następnie uśredniając obliczone zmiany przesunięć), uzyskano wyniki przedstawione przykładowo na rysunku 7.2 dla dwu składowych prędkości.



Rys. 7.2. Pulsacje prędkości obwodowej i promieniowej na wysokości 127 mm [2]

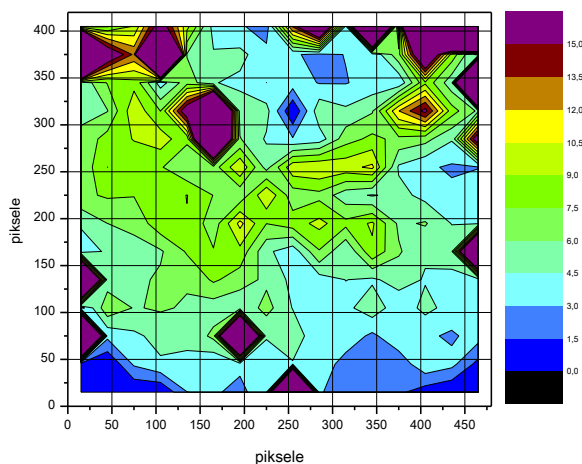
Analiza rysunku 7.2 pokazuje, że w przedstawionej objętości mieszalnika średnie pulsacje obu składowych prędkości są zbliżone do siebie.

W oparciu o analizę ruchu znaczników zarejestrowanych na filmach wideo uzyskano wyniki przedstawione na rysunku 7.3 dla warunków mieszania $D = 125$ mm, $H = 300$ mm i $N = 342$ min⁻¹. Ze względu na ograniczone zastosowanie metody z użyciem znaczników przepływu pozostawiono nieprzeliczone dane w pikselach na sekundę.



Rys. 7.3. Pulsacje prędkości na wysokości mieszadła w układzie jednofazowym

Wyniki dla układu dwufazowego ciec-z-gaz przedstawiono na rysunku 7.4.



Rys. 7.4. Pulsacje prędkości na wysokości mieszadła w układzie dwufazowym

7.2. Wnioski

Na podstawie analizy ruchu znaczników przepływu możliwe jest określanie pulsacji (fluktuacji) prędkości mieszanej cieczy, jednak ze względu na dużą bezwładność znaczników metoda ta nie jest zalecana.

7.3. Literatura

- [1] Stelmach J., *Pomiary prędkości cieczy w mieszalniku z użyciem znaczników przepływu*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 47 (40), 1, ss. 112-113, 2009.
- [2] Heim A., Tomalczyk M., Leśniak A., *Porównanie amplitud oscylacji prędkości cieczy i prędkości względnej ziarna ciała stałego w mieszalniku z przegrodami*, Materiały V Ogólnopolskiej Konferencji przepływów wielofazowych, T. I, ss. 102-107, Gdańsk, Polska, 1997.

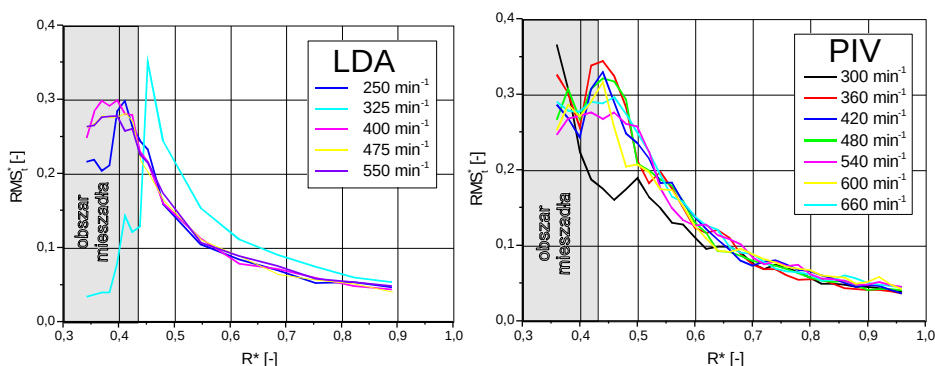
8. PULSACJE PRĘDKOŚCI OKREŚLONE METODAMI LDA I PIV

8.1. Omówienie wyników

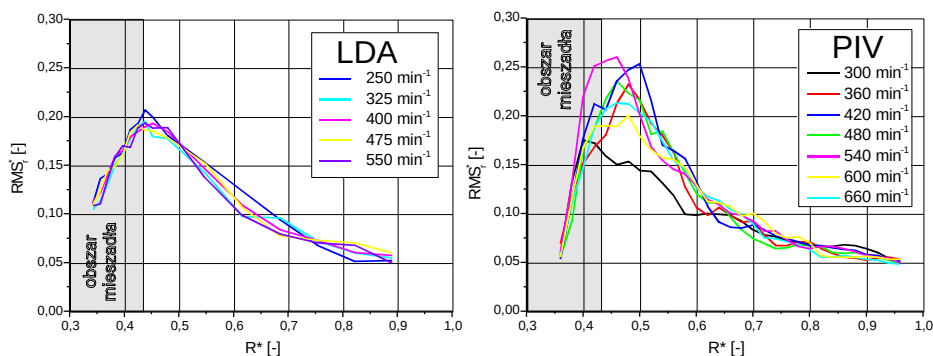
W rozdziale 6 omówiono wyniki pomiarów prędkości cieczy w mieszalniku uzyskane metodami *LDA* i *PIV*. Uzyskane dane o prędkościach chwilowych posłużyły do obliczenia średnich pulsacji prędkości (w sensie RMS) w punktach pomiarowych

$$\bar{u}' = \sqrt{\overline{u'^2}} = RMS = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (U_i - \bar{U})^2}{n-1}} \quad (8.1)$$

gdzie: U_i – prędkość chwilowa, $\bar{U}$ – prędkość średnia, n – liczebność próby. Na rysunkach 8.1 i 8.2 przedstawiono uzyskane wyniki dla pomiarów w wodzie bez obecności fazy gazowej.



Rys. 8.1. Bezwymiarowe pulsacje prędkości obwodowych między przegrodami

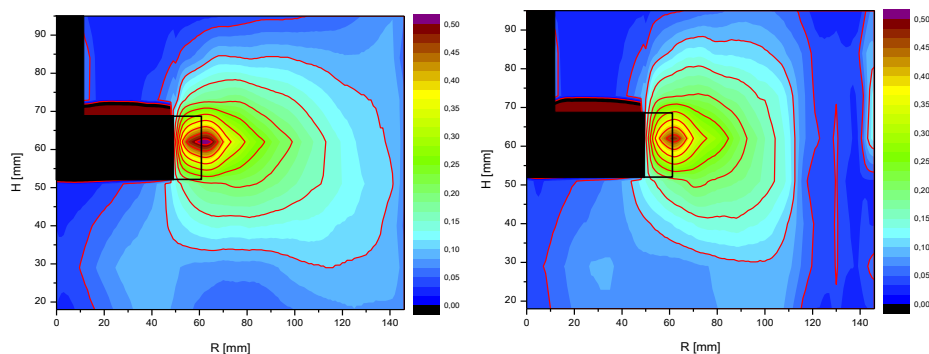


Rys. 8.2. Bezwymiarowe pulsacje prędkości promieniowych między przegrodami

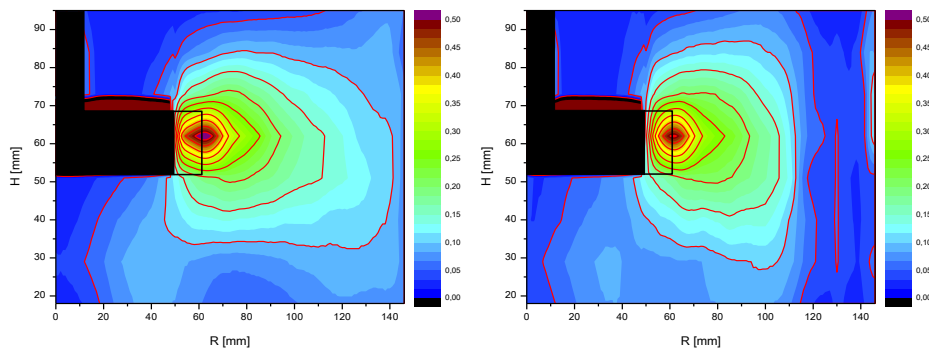
Analizując rysunki 8.1 i 8.2, można stwierdzić zgodność bezwymiarowych profili pulsacji prędkości (tj. po podzieleniu przez prędkość końca łopatki

mieszadła) między przegrodami uzyskanymi metodami *LDA* [1] i *PIV*. Podobnie jak w przypadku prędkości największe różnice występują w pobliżu mieszadła, przy czym dla metody *PIV* otrzymano większe wartości średnich pulsacji prędkości niż w metodzie *LDA* (a więc odwrotnie niż w przypadku pomiarów prędkości). Różnice wartości średnich pulsacji prędkości w pobliżu mieszadła sięgają 50%, przy czym ze względu na konieczność doboru parametrów pomiarowych w metodzie *PIV* za bardziej wiarygodne należy uznać wartości otrzymane metodą *LDA*.

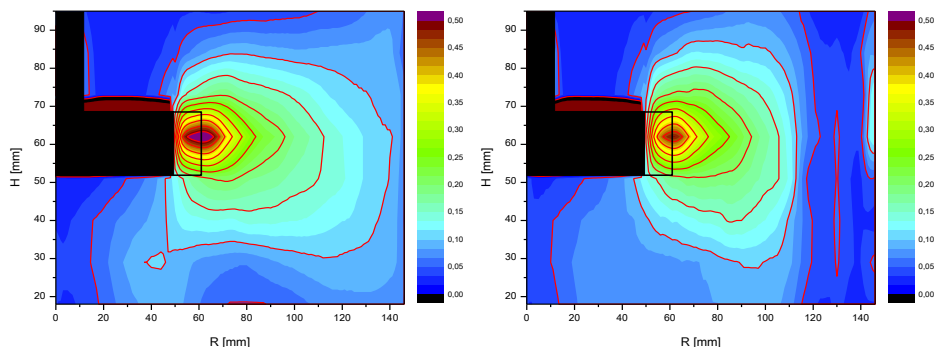
Na podstawie wyników badań prędkości metodą *PIV* określono na podstawie zależności (8.1) bezwymiarowe pulsacje prędkości cieczy w układzie jednofazowym. Na rysunkach 8.3, 8.4 i 8.5 przedstawiono mapy pulsacji prędkości między przegrodami i przed przegrodą. W przebadanym zakresie częstości obrotowych widoczny jest wpływ przegród na wielkość pulsacji prędkości. Natomiast zmiana częstości obrotowej mieszadła nie powoduje zmian w rozkładach bezwymiarowych pulsacji prędkości, choć oczywiście wartości bezwzględne zwiększają się.



Rys. 8.3. Bezwymiarowe pulsacje prędkości w układzie jednofazowym 45° między przegrodami i $2,5^\circ$ przed przegrodą dla $N = 360 \text{ min}^{-1}$

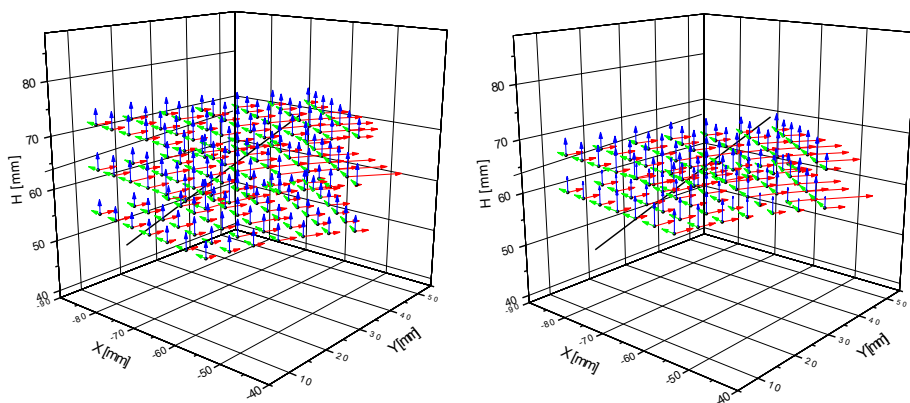


Rys. 8.4. Bezwymiarowe pulsacje prędkości w układzie jednofazowym 45° między przegrodami i $2,5^\circ$ przed przegrodą dla $N = 450 \text{ min}^{-1}$



Rys. 8.5. Bezwymiarowe pulsacje prędkości w układzie jednofazowym 45° między przegrodami i $2,5^\circ$ przed przegrodą dla $N = 540 \text{ min}^{-1}$

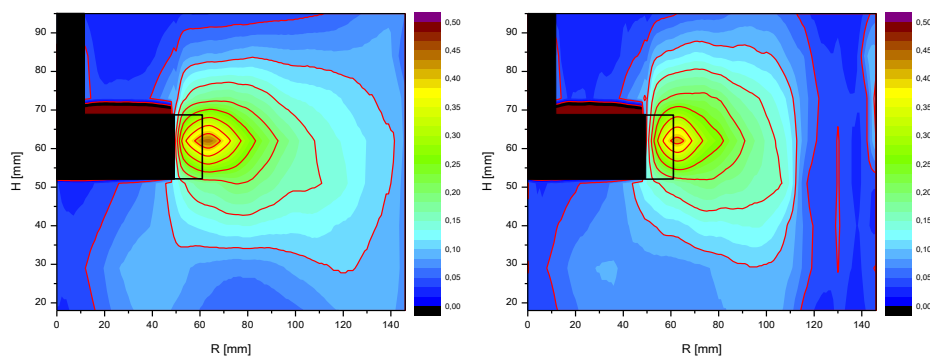
Uzyskane w pomiarach *PIV* dane prędkości (rys. 6.43 i 6.44) posłużyły do obliczenia z zależności (8.1) średnich pulsacji prędkości w wybranych punktach mieszalnika w trzech wzajemnie prostopadłych kierunkach. Uzyskane rezultaty w postaci bezwymiarowej (po podzieleniu przez prędkość końca łopatki mieszadła) przedstawiono na rysunku 8.6.



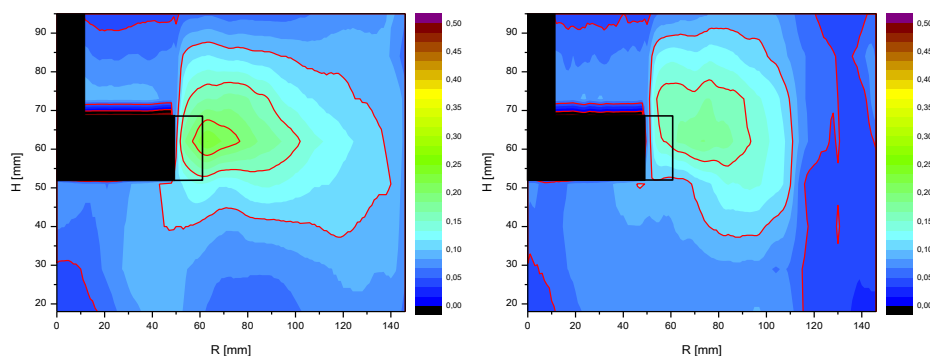
Rys. 8.6. Wektory bezwymiarowych pulsacji prędkości (w sensie RMS)

Z analizy rysunku 8.6 wynika, że jedynie za łopatką mieszadła na środku jego wysokości składowa obwodowa pulsacji prędkości jest około 2 razy większa od pozostałych. Nad i pod mieszadłem składowa obwodowa ma wartości zbliżone do pozostałych dwóch składowych. Tak więc obszar, w którym burzliwość jest nieizotropowa jest mały i ograniczony do bliskiego otoczenia mieszadła. Ma to duże znaczenie przy obliczaniu szybkości dyssypacji energii (rozdział 10).

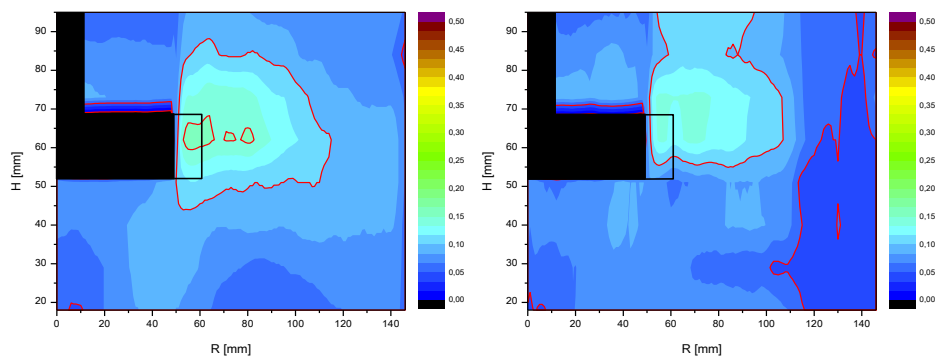
Wprowadzenie fazy gazowej (rys. 8.7, 8.8 i 8.9) powoduje znaczące zmiany w rozkładach pulsacji prędkości. Nadal w pobliżu przegród i między nimi pulsacje prędkości różnią się wartościami. Ważniejsze są jednak zmiany, jakie zachodzą podczas zwiększania częstości obrotowej mieszadła, co skutkuje większym strumieniem dyspergowanego gazu. Gdy liczebność pęcherzyków jest mała ($N = 360 \text{ min}^{-1}$, $\Phi = 0,4\%$), wartości pulsacji prędkości są tylko minimalnie mniejsze niż w układzie jednofazowym. Jednak już przy $N = 450 \text{ min}^{-1}$ ($\Phi = 1,4\%$) w pobliżu mieszadła pulsacje prędkości są około 2 razy mniejsze niż w układzie jednofazowym. Dla obszaru przy mieszadle są też widoczne różnice wartości pulsacji prędkości między przegrodami i w ich pobliżu – w pobliżu przegrody są one nieco mniejsze. Przy największej przebadanej częstości obrotowej mieszadła następuje dalsze zmniejszenie wartości bezwymiarowych pulsacji prędkości. Można więc mówić o tłumieniu pulsacji przez fazę gazową.



Rys. 8.7. Bezwymiarowe pulsacje prędkości w układzie dwufazowym 45° między przegrodami i $2,5^\circ$ przed przegrodą dla $N = 360 \text{ min}^{-1}$



Rys. 8.8. Bezwymiarowe pulsacje prędkości w układzie dwufazowym 45° między przegrodami i $2,5^\circ$ przed przegrodą dla $N = 450 \text{ min}^{-1}$



Rys. 8.9. Bezwymiarowe pulsacje prędkości w układzie dwufazowym 45° między przegrodami i $2,5^\circ$ przed przegrodą dla $N = 540 \text{ min}^{-1}$

8.2. Wnioski

Porównanie rezultatów pomiarów średnich fluktuacji prędkości cieczy (w sensie *RMS*) otrzymanych metodami *LDA* i *PIV* prowadzi do wniosku, że obie metody dają niemal identyczne wyniki. Największe rozbieżności występują w obszarze mieszadła, gdzie turbulencje są największe. Występujące w tym rejonie różnice można tłumaczyć przede wszystkim liczebnościami uśrednianych próbek (20000 dla *LDA* i kilkaset dla *PIV*).

W przypadku samozasysającego mieszadła tarczowego obszar, w którym burzliwość jest nieizotropowa ogranicza się do wysokości mieszadła, a w kierunku promieniowym rozciąga się kilka milimetrów poza krawędź łopatk.

Użycie fluorescencyjnych cząstek traseira umożliwia pomiary pulsacji prędkości również w układzie dwufazowym ciecz-gaz. W tym przypadku zwiększanie zatrzymania fazy gazowej skutkuje zmniejszeniem fluktuacji prędkości cieczy.

8.3. Literatura

- [1] Rzyski E., Stelmach J., *Fluktuacje prędkości podczas mieszania cieczy nie-Newtonowskiej*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 41 (33), 4s, ss. 113-115, 2002.

9. STOPIEŃ TURBULENCJI

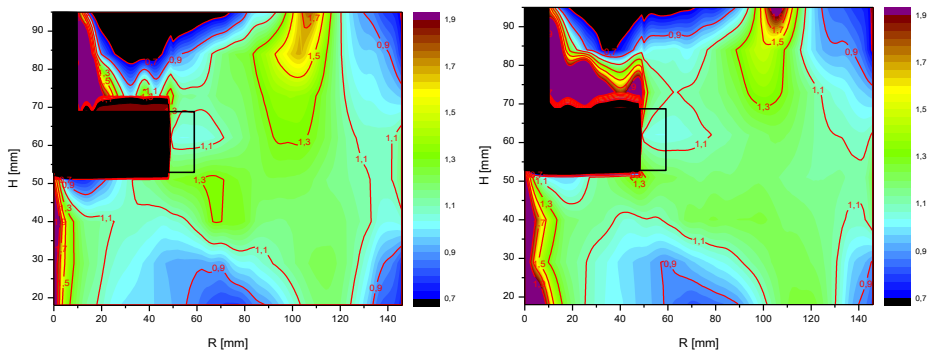
W przypadku burzliwego przepływu płynu prędkości oscylują wokół wartości średnich (uśrednionych w czasie) wyznaczających główny przepływ płynu. Intensywność burzliwości (stopień turbulencji) może być oceniana na podstawie uśrednionych w czasie kwadratów pulsacji prędkości w trzech prostopadłych kierunkach [1, 2]

$$Tu = \sqrt{\frac{\overline{u_t'^2 + u_r'^2 + u_z'^2}}{\overline{U_t^2 + U_r^2 + U_z^2}}} \quad (9.1)$$

gdzie: $\overline{u_t'^2}$ – średni kwadrat pulsacji prędkości w kierunku stycznym, promieniowym i osiowym (w sensie RMS – zależność (8.1)), $\overline{U_t^2}$ – średni kwadrat prędkości w odpowiednim kierunku.

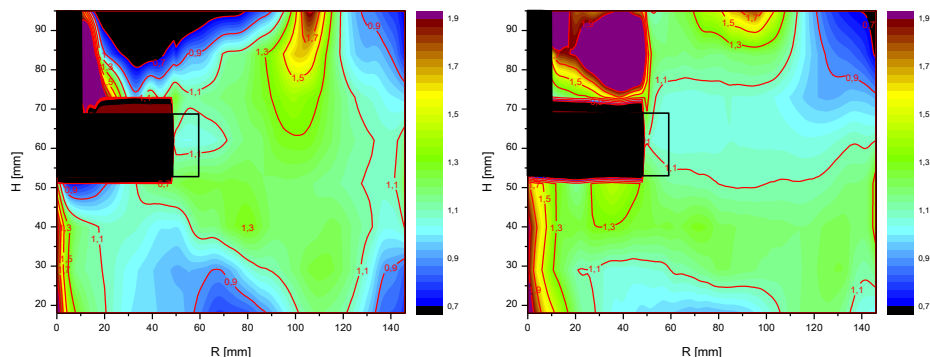
Rozproszone w cieczy pęcherzyki gazu wpływają na hydrodynamikę układu (patrz rozdział 5. i 7.). Przy bardzo małym zatrzymaniu fazy gazowej wpływ ten jest pomijalny. Jednak przy większych strumieniach gazu należy spodziewać się różnic w stopniu burzliwości w stosunku do czystej cieczy.

Obliczone z równania (9.1) średnie stopnie turbulencji między przegrodami przedstawiono na rysunkach 9.1, 9.2 i 9.3. Ponieważ przy niewielkim zatrzymaniu fazy gazowej oddziaływanie pęcherzyków na strumień cieczy jest bardzo małe, to rozkłady stopnia turbulencji w układzie jedno- i dwufazowym są niemal identyczne. Na poziomie mieszadła występuje duży obszar o wyrównanym stopniu burzliwości wynoszącym około 1,2. Oznacza to, że średnie pulsacje prędkości są około 1,5 raza większe od średnich prędkości w danym punkcie. Dla promienia mieszadnika $R \approx 100$ mm ($R^* \approx 2/3$) obszar ten rozprzestrzenia się w górę i w dół mieszadnika. Nad mieszadłem, w miejscu położenia jądra cyrkulacji wtórnej, występuje niewielki obszar dużej burzliwości. Natomiast obszar dużych burzliwości nad mieszadłem jest mało użyteczny w procesie mieszania.

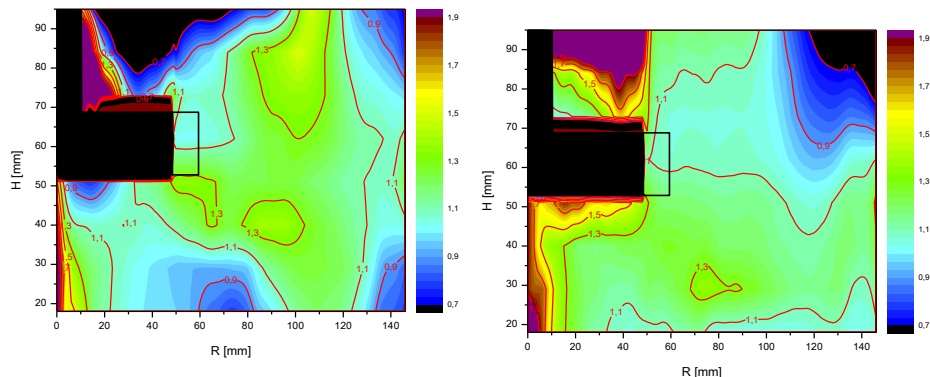


Rys. 9.1. Stopnie turbulencji w układzie jedno- i dwufazowym dla $N = 360 \text{ min}^{-1}$

Zwiększanie częstości obrotowej mieszadła w układzie jednofazowym nie zmienia rozkładów stopnia turbulencji w omawianym przekroju mieszalnika. Znaczące zmiany obserwuje się w układzie dwufazowym. Wzdłuż ścieżki, którą poruszają się pęcherzyki gazu, następuje zmniejszenie wartości stopnia burzliwości, przy czym im większy strumień gazu, tym większy obszar zmniejszonej burzliwości. Natomiast obszar o stopniu burzliwości około 1,2 przesuwa się w dół mieszalnika, gdzie lokalna liczebność pęcherzyków (zatrzymanie fazy gazowej) jest mniejsza.



Rys. 9.2. Stopnie turbulencji w układzie jedno- i dwufazowym dla $N = 450 \text{ min}^{-1}$



Rys. 9.3. Stopnie turbulencji w układzie jedno- i dwufazowym dla $N = 540 \text{ min}^{-1}$

W literaturze [3] można znaleźć sposób analitycznego określenia stopnia burzliwości dla przypadku wypływu strumienia gazu z otworu do cieczy. Obliczenia początkowej części strumienia gazowocieczowego wymagają znajomości jego burzliwej struktury, na którą wpływa pole gęstości i nieciągłe elementy układu, czyli pęcherzyki gazu, poruszające się względem zasadniczej masy cieczy. Kąt rozszerzania się granic strumienia $d\delta/dz$ i jego zdolność do zasysania wyrażają się przez stosunek prędkości z jaką poprzecznie wpływa ciecz do prędkości w osi strumienia $k = V_w/U_m$, który jest proporcjonalny do

stopnia burzliwości w poprzecznym przekroju strumienia ($Tu = \overline{u_0'}/U_m$, gdzie $\overline{u_0'}$ – pulsacja prędkości w sensie RMS). Inaczej mówiąc

$$\frac{d\delta}{dz} = \left(\frac{d\delta}{dz}\right)_0 \cdot \frac{Tu}{Tu_0}, \quad k = k_0 \cdot \frac{Tu}{Tu_0} \cdot \sqrt{n} \quad (9.2)$$

gdzie k_0 i Tu_0 – współczynnik zasysania i stopień turbulencji dla jednorodnego strumienia nieściśliwej cieczy.

Względny stopień turbulencji w pierścieniu (gazowym) można przedstawić w postaci iloczynu dwóch wielkości

$$\overline{Tu} = \frac{Tu}{Tu_0} = \overline{Tu_\rho} \cdot \overline{Tu_b} \quad (9.3)$$

Pierwszy z czynników można określić posługując się przybliżoną zależnością

$$\overline{Tu_\rho} = 0,5 \cdot (1 + n^{1/3}) \quad (9.4)$$

wprowadzając oznaczenie względnej gęstości na granicy strumienia i w jego osi

$$n = \frac{\rho_w}{\rho_m} \quad (9.5)$$

Zależność (9.4) została otrzymana doświadczalnie dla gazów w zakresie $0,25 \leq n \leq 7,25$, tj. dla zmiany wielkości n o niemal dwa rzędy wielkości. W tym zakresie mieszczą się parametry dla początkowej części strumienia gazowocieczowego (ze strukturą pęcherzykową), ponieważ w osi przekroju zastępczego (lub przejściowego), od którego zaczyna się ta część, zgodnie z (4.25) i (4.27)

$$n = \frac{\rho_w}{\rho_{me}} = 4 \quad (9.6)$$

i dlatego dla części początkowej $n \leq 4$. Właściwie zależność (9.4) została otrzymana dla warstwy zmieszania części początkowej, ale z braku lepszych danych posługujemy się nią i dla części początkowej, gdzie n jest wielkością zmienną. Zgodnie z (9.4) i (9.6) dla przekroju zastępczego (przejściowego)

$$\overline{Tu_{\rho e}} = 1,3 \quad (9.7)$$

Zgodnie z (4.27) i (4.31) otrzymuje się

$$\overline{Tu_\rho} = 0,5 \cdot \left[1 + \left(\frac{b+1}{b}\right)^{1/3}\right] \quad (9.8)$$

Osobliwością struktury początkowej części strumienia dwufazowego (pierścienia) jest obecność w niej pęcherzy gazu. Rozpatrując uśredniony ruch ośrodka gazowocieczowego, można nie uwzględniać ruchu pęcherzyków gazu względem cieczy, gdyż ze względu na małą masę gazu jego udział jest pomijalnie mały. Jednak przy określaniu charakterystyki burzliwości strumienia ruch pęcherzyków musi zostać uwzględniony.

Przepływ pęcherzyków względem strumienia cieczy odbywa się z prędkością ΔU . Przy dostatecznie ciasnym rozmieszczeniu pęcherzyków, tj. przy dużym udziale objętościowym gazu, lokalna względna prędkość

opływania pęcherzyków może kilkakrotnie przewyższać prędkość ich wpływania, przy czym okresowy charakter tego opływu wytwarza fale ciśnienia, które przemieszczają się względem uśrednionego strumienia i wzbudzają wahania prędkości, oddziałujące wzajemnie z pulsacjami burzliwości. Przy badaniu wpływu pęcherzyków na burzliwość strumienia można posłużyć się tą samą metodą jak przy rozpatrywaniu wpływu dużych wirów.

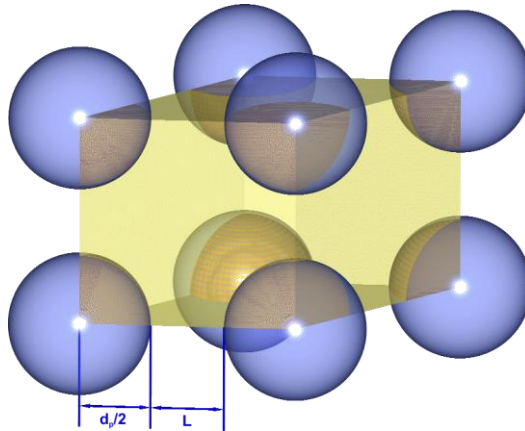
Niech średnia odległość między sąsiednimi pęcherzykami wynosi L , a średnia średnica pęcherzyków d_p . Wówczas związek między udziałem objętościowym i względnymi odległościami między pęcherzykami zależy od względnego rozmieszczenia sąsiednich rzędów pęcherzyków. Jeżeli połączy się ze sobą środki ośmiu sąsiednich pęcherzyków w dwóch sąsiadujących rzędach, to ich środki staną się wierzchołkami romboedru (rys. 9.4), krawędzie którego wycinają z pęcherzyków osiem części, których sumaryczna objętość jest równa objętości jednego pęcherzyka

$$V_p = \frac{\pi \cdot d_p^3}{6} \quad (9.9)$$

Całkowita objętość romboedru wynosi

$$V_r = \frac{(d_p + L)^3 \cdot \sin^2 \theta \cdot \sqrt{1 + 2 \cdot \cos \theta}}{1 + \sin \theta} \quad (9.10)$$

gdzie: θ – kąt między krawędziami romboedru, $d_p + L$ – długość krawędzi.



Rys. 9.4. Pęcherzyki w narożnikach romboedru

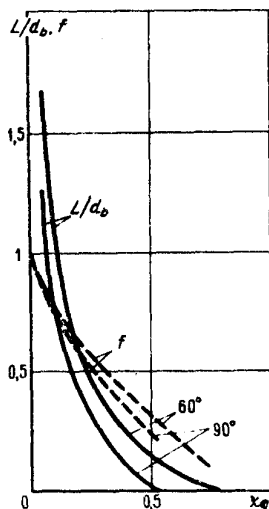
Najmniej gęste ułożenie pęcherzyków ma miejsce przy $\theta = 90^\circ$, a najgęstsze przy $\theta = 60^\circ$. Po podzieleniu (9.9) przez (9.10) otrzymuje się zależność między objętościowym udziałem gazu (zatrzymaniem fazy gazowej) i odległościami między pęcherzykami

$$\Phi = \frac{V_p}{V_r} = \frac{\pi}{6} \cdot \frac{1 + \cos \theta}{(1 + L/d_p)^3 \cdot \sin^2 \theta \cdot \sqrt{1 + 2 \cdot \cos \theta}} \quad (9.11)$$

lub

$$\frac{L}{d_p} = \sqrt[3]{\frac{\pi}{6 \cdot \Phi} \cdot \frac{1 + \cos \theta}{(1 + L/d_p)^3 \cdot \sin^2 \theta \cdot \sqrt{1 + 2 \cdot \cos \theta}}} - 1 \quad (9.12)$$

Zależność względnej odległości między pęcherzykami od udziału objętościowego gazu $L/d_p = f(\Phi)$ dla dwóch wartości kąta $\theta = 90^\circ$ (najrzadsze upakowanie) i $\theta = 60^\circ$ (najgęstsze upakowanie) przedstawiono na rysunku 9.5.



Rys. 9.5. Zależność przeswitu L/d_p i przekroju użytecznego f (między pęcherzykami) od objętościowego udziału gazu [3]

Przy małych udziałach objętościowych gazu różnica przeswitów między pęcherzykami przy skrajnych gęstościach upakowania nie przekracza 20%. Przekrój użyteczny przeswitu między pęcherzykami wynosi

$$F_r = (d_p + L)^2 \cdot \sin \theta \quad (9.13)$$

powierzchnia największego przekroju pęcherzyka

$$F_p = \frac{\pi \cdot d_p^2}{4} \quad (9.14)$$

a przeswit względny jest równy

$$f = \frac{F_r - F_p}{F_r} \quad (9.15)$$

Podstawiając do (9.15) wyrażenie (9.12) otrzymuje się

$$f = 1 - 1,21 \cdot \sqrt[3]{\frac{\Phi_G^2 \cdot \sin \theta \cdot (1 + 2 \cdot \cos \theta)}{(1 + \cos \theta)^2}} \quad (9.16)$$

i dla $\theta = 90^\circ$ oraz $\theta = 60^\circ$

$$f_{90^\circ} = 1 - 1,21 \cdot \Phi_G^{2/3}, \quad f_{60^\circ} = 1 - 1,11 \cdot \Phi_G^{2/3} \quad (9.17)$$

Krzywe opisane zależnościami (9.17) przedstawiono na rysunku 9.5. Wynika z niego, że względny przekrój użyteczny przy małym udziale objętościowym gazu w małym stopniu zależy od względnego rozłożenia pęcherzyków i dla danego udziału jest on nieco większy dla $\theta = 60^\circ$.

Względna prędkość przepływu cieczy w prześwicie między pęcherzykami jest odwrotnie proporcjonalna do względnego przekroju użytecznego

$$\tilde{U} = \frac{\Delta U}{f} \quad (9.18)$$

Można przyjąć, że stopień burzliwości w warstwach z mieszaniem, tworzących się podczas opływu pęcherzyków z oderwaniem strugi, jest tego samego rzędu co w przepływie uśrednionym, jeżeli odniesie się go do prędkości w prześwicie między pęcherzykami ($\tilde{U}$). Stopień burzliwości względem uśrednionego przepływu z wykorzystaniem (9.12) opisuje zależność

$$Tu_{pf} = Tu_0 \cdot \frac{\tilde{U}}{U} = Tu_0 \cdot \frac{\Delta U}{f \cdot U} \quad (9.19)$$

w której $Tu_0 = \bar{u}_0/U_m$ – stopień burzliwości dla przepływu uśrednionego.

Wielkość Tu_{pf} odnosi się tylko do prześwitu f między pęcherzykami; średnia wartość stopnia burzliwości w układzie pęcherzykowym może być oszacowana przez uśrednianie po powierzchni, tj. z uwzględnieniem tego, co dzieje się poza prześwitem, czyli w strefie $1-f$, gdzie pojawia się burzliwość strumieniowa Tu_0^*

$$Tu_p = Tu_{pf} \cdot f^* + Tu_0^* \cdot (1 - f^*) \quad (9.20)$$

gdzie indeks „*” odnosi się do tego miejsca w przekroju poprzecznym uśrednionego strumienia, gdzie stopień burzliwości osiąga maksimum ($\xi^* = y^*/\delta = 0,3$). Wyrażenie (9.18) wskazuje na brak korelacji między dwoma rozpatrywanymi rodzajami burzliwości.

Podstawiając (9.17) i (9.19) do (9.20), otrzymuje się dla $\theta = 90^\circ$

$$\frac{Tu_p}{Tu_0^*} = \frac{\overline{Tu_p}}{U^*} = \frac{\Delta U}{U^*} + 1,21 \cdot (\Phi^*)^{2/3} \quad (9.21)$$

lub

$$\frac{\overline{Tu_p}}{U^*} = \frac{\Delta U}{U^*} + 1,21 \cdot \left(\frac{C_G^*}{C_G^* + \rho_G/\rho_W} \right)^{2/3} \quad (9.22)$$

Tą zależnością można posługiwać się, gdy $Tu = \overline{Tu} \cdot Tu_0^* \ll 1$, gdyż w przeciwnym wypadku w strumieniu występuje niemożliwa do przyjęcia koncentracja, jak w warstwie granicznej. Jak widać, wraz ze zmniejszaniem C_G^* i U^* , tj. podczas oddalania się od początku strumienia gazowocieczowego, zmienia się burzliwość. W strefie największego gradientu prędkości $U^* = 0,7 \cdot U_m$, udział masowy gazu wynosi $C_G^* = 0,7^{Sc} \cdot C_{Gm}$, a względna prędkość wypływu pęcherzyków zależy od stężenia gazu. W przekroju zastępczym $C_{Gm} = 3 \cdot \rho_{Ge}/\rho_W$, otrzymuje się zgodnie z (9.22) przy wartościach $m = 1,67$, $U_{me} = 1,84 \cdot U_b$ i $\Delta U = 0,55 \cdot U_b$ dla strumienia osiowosymetrycznego ($Sc = 0,75$) $\overline{Tu_p} = 1,33$.

Oddalając się od przekroju zastępczego, udział gazu i prędkość ruchu cieczy ulegają zmniejszeniu, a odległości między pęcherzykami zwiększają się, w następstwie czego względna prędkość wypływu pęcherzyków zbliża się do wartości jak dla wypływu do nieruchomej cieczy ($\Delta U \rightarrow U_p$). Do obliczania początkowego zakresu strumienia należy znać jego parametry dla względnie dużego zakresu odległości od otworu wypływowego ($\bar{z} \gg \delta_e$), dlatego w odpowiednich obliczeniach przyjmuje się $\Delta U = U_p$, i wówczas

$$\overline{Tu_p} = \frac{0,78}{\overline{U_m}} + 1,21 \cdot \left(\frac{0,7^{Sc}}{b+0,7^{Sc}} \right)^{2/3} \quad (9.23)$$

Zatem zgodnie z (9.3) maksymalna wartość dla omawianego przypadku wynosi $\overline{Tu} = 1,3 \cdot 1,33 = 1,73$.

9.1. Wnioski

Stopień burzliwości w wodzie na wysokości zawieszenia mieszała, określony z zależności (9.1) dla danych otrzymanych metodą LDA dla częstości obrotowej $N = 400 \text{ min}^{-1}$, jest prawie stały i bliski wartości $Tu = 1,0$ [2]. Podobną wartość otrzymano w pomiarach metodą PIV. Potwierdza to zgodność obu metod.

W oparciu o pomiary metodą PIV możliwe jest określenie stopnia burzliwości w układzie dwufazowym ciecz-gaz. Okazało się, że przy znacznym zatrzymaniu fazy gazowej (strumieniu gazu) następuje zmniejszenie stopnia burzliwości.

Otrzymane doświadczalnie wartości stopnia turbulencji w układzie ciecz-gaz nie przekraczają maksymalnej wartości określonej na drodze analizy matematycznej modelu strumienia gazowocieczowego.

9.2. Literatura

- [1] Plion P., Costes J., Couderc J.P., Materiały 5th European Conference on MIXING, Würzburg 1985.
- [2] Stelmach J., Kunciewicz Cz., Rzycki E., *Stopień burzliwości cieczy w mieszalniku z mieszadłem tarczowym*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 41 (33), 4s, 2002.
- [3] Абрамович Г.Н., *Теория турбулентных струй*, Наука, Москва, 1984.

10. SZYBKOŚĆ DYSSYPACJI ENERGII

Szybkość dyssypacji energii jest jednym z ważniejszych parametrów określających m.in. lokalną intensywność mieszania. Ma ona m.in. wpływ na wielkość współczynników transportu, jak również na wielkość pęcherzyków gazu dyspergowanego w mieszalniku. Parametr ten jest związany z pulsacjami prędkości i do jego określania często stosuje się prostą zależność [1, 2]

$$\varepsilon = C' \cdot \frac{\overline{u'}^3}{L} \quad (10.1)$$

w której: $\overline{u'}$ – średnia pulsacja prędkości w sensie *RMS* [m/s] określona zależnością (8.1), C' – współczynnik liczbowy, L – wymiar liniowy [m]. Zgodnie z teorią, wymiarem liniowym powinna być wielkość największych wirów w mieszalniku (całkowa skala wirów). Zwykle jednak nie jest ona znana i za wymiar liniowy podstawia się średnicę mieszałki [3, 4]. Takie uproszczenie jest możliwe dzięki temu, że niezależnie od przyjętego wymiaru liniowego wartość współczynnika C' musi być wyznaczana doświadczalnie [5]. Ograniczeniem równania (10.1) jest to, że można go używać w przypadku burzliwości izotropowej. Jak wykazały poprzednie prace [6, 7] dla samozasysającego mieszałki tarczowego to założenie nie jest spełnione jedynie w bezpośredniej bliskości mieszałki. W przypadku burzliwości nieizotropowej równanie (10.1) przyjmuje postać

$$\varepsilon = C \cdot \frac{(\overline{u_i'^2} + \overline{u_j'^2} + \overline{u_k'^2})^{3/2}}{L} \quad (10.2)$$

gdzie indeksy i, j oraz k oznaczają trzy wzajemnie prostopadłe kierunki (np. dla mieszałki obwodowej, promieniowy i osiowy). Między współczynnikami C i C' dla burzliwości izotropowej istnieje związek $C \approx 5,2/C'$.

Określenie wartości współczynnika C' w równaniu (10.1) można wykonać w oparciu o założenie, że iloczyn gęstości cieczy i całki po objętości z lokalnych wartości szybkości dyssypacji energii powinien być równy mocy mieszania. W omawianym przypadku nie można posłużyć się całkowaniem, a jedynie sumowaniem

$$\rho \cdot \sum_i \varepsilon_i \cdot v_i = P \quad (10.3)$$

gdzie v_i oznacza objętość i -tego elementu (rys. 10.1), w którym szybkość dyssypacji energii ma wartość ε_i . Podstawiając za ε_i w zależności (10.3) równanie (10.1), otrzymuje się

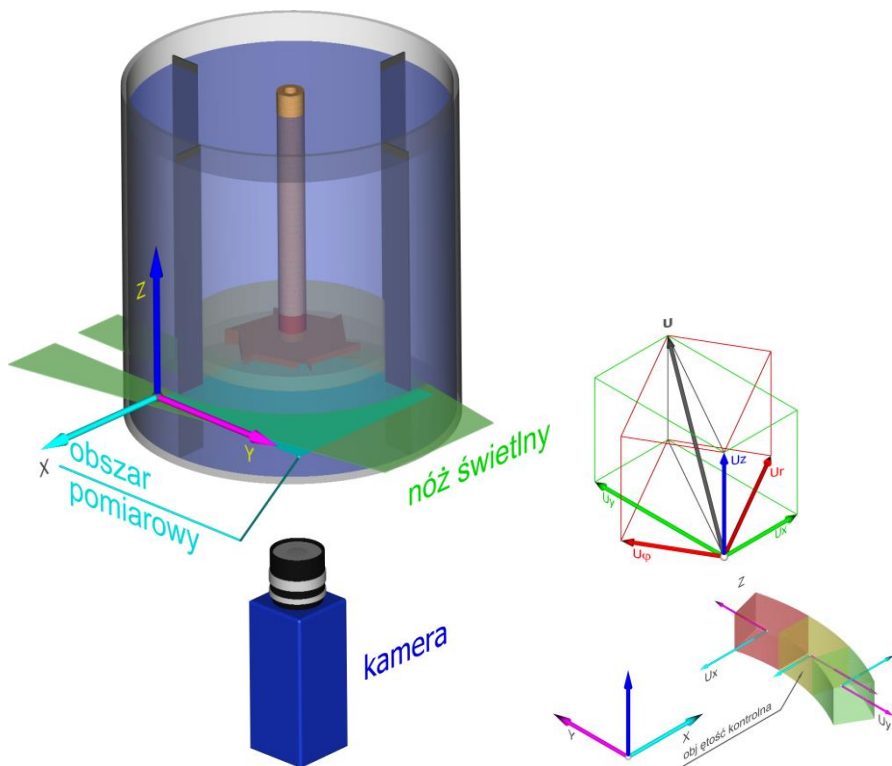
$$\rho \cdot \sum_i C' \cdot \frac{\overline{u_i'}^3}{D} \cdot v_i = \rho \cdot \frac{C'}{D} \cdot \sum_i \overline{u_i'}^3 \cdot v_i = P = Eu \cdot N^3 \cdot D^5 \cdot \rho \quad (10.4)$$

i po przekształceniu

$$C' = \frac{D \cdot P}{\rho \cdot \sum_i \overline{u_i'}^3 \cdot v_i} = \frac{Eu \cdot N^3 \cdot D^6}{\sum_i \overline{u_i'}^3 \cdot v_i} \quad (10.5)$$

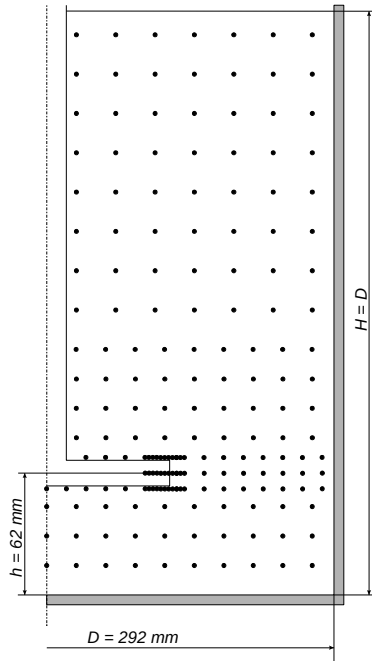
Dla badanego mieszadła o średnicy $D = 125$ mm wartość liczby Eulera dla zakresu mieszania burzliwego wynosi $Eu = 0,812$.

W analogiczny sposób można obliczyć wartość współczynnika C .



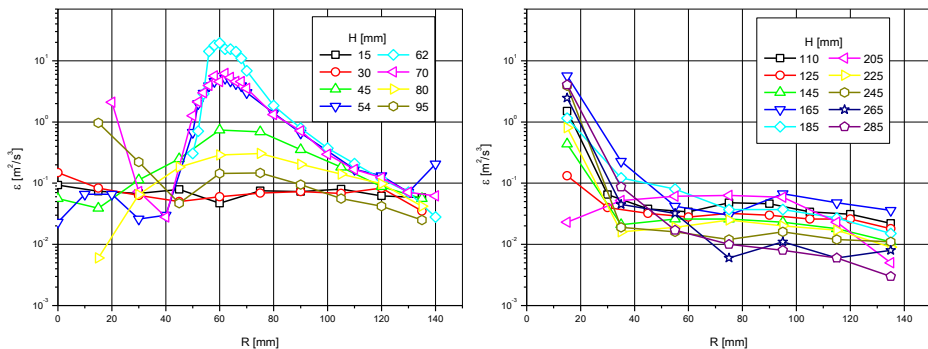
Rys. 10.1. Schemat układu pomiarowego i objętość kontrolna

Opisana metoda wyznaczania wartości współczynnika C (lub C') może być stosowana zarówno w pomiarach *LDA*, jak i *PIV*. W metodzie *LDA* mieszadło o średnicy $D = 125$ mm pracowało z częstotliwością obrotową $N = 365 \text{ min}^{-1}$ bez dyspergowania gazu. Punkty pomiarowe (rys. 10.2) znajdowały się na dwusiecznej kąta wyznaczonego przez dwie sąsiednie przegrody i oś mieszalnika. Ze względu na spodziewaną największą szybkość dyssypacji energii w pobliżu mieszadła, zagęszczono w tym rejonie punkty pomiarowe. W każdym punkcie pomiarowym dokonano 20000 pomiarów prędkości chwilowych dla każdej ze składowych prędkości. Częstotliwość próbkowania wynosiła około 4 kHz i była kilka razy większa od granicznej wartości 625 Hz określonej na podstawie skali czasowej Kolmogorowa $\tau_\eta = \sqrt{\nu/\varepsilon}$ dla średniej szybkości dyssypacji energii ε_{sr} dla całego mieszalnika.



Rys. 10.2. Rozmieszczenie punktów pomiarowych

W trakcie wcześniejszych badań ustalono wartość współczynnika $C' = 5,7$ [6] i wartość ta została użyta w dalszych obliczeniach. Na rysunku 10.3 przedstawiono wartości szybkości dyssypacji energii w punktach pomiarowych obliczone z zależności (10.1).



Rys. 10.3. Szybkości dyssypacji energii obliczone z zależności (10.1) z danych LDA

Duże wartości ε obserwuje się w obszarze miesadła oraz przy wale miesadła (wartości przy wale mogą być zawyżone, gdyż opierają się na pomiarach jedynie składowej obwodowej i osiowej). Są one kilkadziesiąt razy

większe od wartości obserwowanych poza mieszalnikiem oraz od wartości średniej obliczonej z mocy mieszania ($\varepsilon_{sr} = 0,285 \text{ m}^2/\text{s}^3$). Sumaryczna wartość obliczona z przekształconej zależności (10.3) dała wartość wynoszącą $\varepsilon_{sum} = 0,227 \text{ m}^2/\text{s}^3$, nieco mniejszą od średniej. W pobliżu przegród pulsacje prędkości są większe niż w płaszczyźnie punktów pomiarowych i dlatego wartość uzyskaną z sumowania można uznać za zadowalającą, gdyż objętości kontrolne w badanym przypadku są duże. Ponadto, w obszarze mieszadła stwierdzono silną zależność pulsacji prędkości od położenia łopatki mieszadła względem punktu pomiarowego. Ma to również wpływ na wartość sumaryczną ε_{sum} .

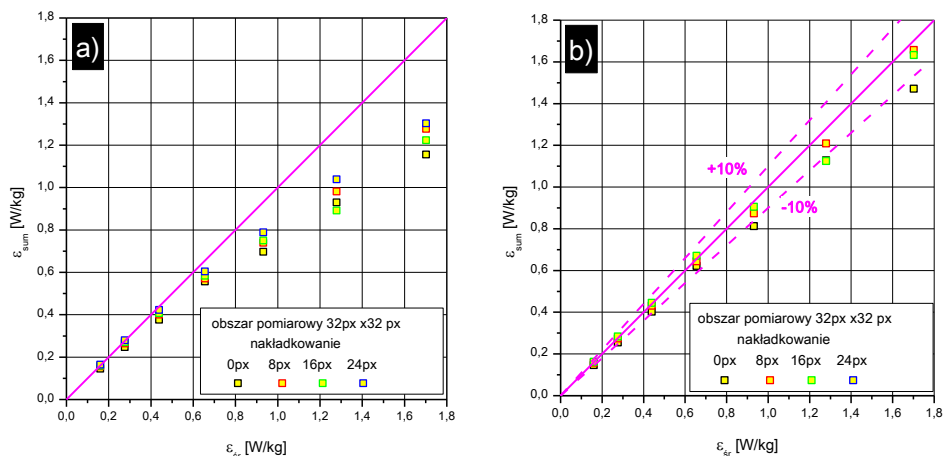
Do obliczeń szybkości dyssypacji energii z metody *PIV* użyto danych uzyskanych w trakcie pomiarów prędkości (rozdział 5). Zastosowane oprogramowanie podaje wartości prędkości U_x i U_y w kartezjańskim układzie współrzędnych w płaszczyźnie prostopadłej do osi optycznej kamery (rys. 10.1), chociaż zwykle prędkości w mieszalniku określa się podając składową promieniową U_r i obwodową U_t prędkości (współrzędne cylindryczne). Ponieważ obliczenia pochodnych pulsacji prędkości prowadzono w układzie kartezjańskim dla każdej serii pomiarowej, średnie lokalne pulsacje prędkości dla każdej objętości kontrolnej obliczano z zależności

$$\bar{u}' = \sqrt{\overline{u_x'^2} + \overline{u_y'^2} + \overline{u_z'^2}} = \sqrt{\overline{u_x'^2} + \overline{u_y'^2} + \left(\frac{\overline{u_x'^2} + \overline{u_y'^2}}{2}\right)} \quad (10.6)$$

Tak obliczona wartość prędkości lub pulsacji prędkości nie zależy od układu współrzędnych. Ponieważ mieszadło zasłania część mieszalnika, brakujące dane uzupełniono w oparciu o analizę rozkładu pulsacji prędkości. Dla wysokości większych od 80 mm, dla zasłoniętego obszaru przyjęto wartość średnią z obszaru widocznego. Następnie obliczano średnią ważoną $\bar{u}'^3/D$ z wartościami wag równymi udziałom objętości kontrolnych i określano wartości współczynnika C . Na rysunku 10.4a przedstawiono porównanie wartości szybkości dyssypacji energii średnich dla całego mieszalnika i obliczonych z zależności (10.2). Z jego analizy wynika, że na końcowe rezultaty otrzymywane metodą *PIV* ma również wpływ wielkość nakładkowania pól pomiarowych, czyli odległość między wektorami prędkości Δl .

Wartość współczynnika C w równaniu (10.2) dla małych szybkości dyssypacji energii – co odpowiada małej częstotliwości obrotowej mieszadła – jest zbliżona do 1. Natomiast dla większych częstotliwości obrotowych następuje coraz większe odchylenie od tej wartości. Zwiększanie wartości współczynnika C wynika najprawdopodobniej z przyjęcia w równaniu (10.2) jako wymiaru liniowego – średnicy mieszadła, a nie skali całkowitej wirów, której wielkość może się zmieniać w zależności od częstotliwości obrotowej mieszadła (jednak średnica mieszadła jest znana, a skalę całkowitą trzeba obliczać). Należy dodać, że zależność współczynnika C' od częstotliwości obrotowej zaobserwowano we wcześniejszych pomiarach, ale ze względu na małą liczbę danych (trzy wartości

częstości obrotowej) uznano to za błąd pomiarowy [6]. Pewne dane literaturowe [51] wskazują na zależność wartości tego współczynnika od intensywności turbulencji.



Rys. 10.4. Porównanie średnich wartości szybkości dyssypacji energii i obliczonych z zależności (10.2) przed i po korekcje

Na podstawie przeprowadzonej analizy danych (rys. 10.4a) określono zależności współczynnika C od wymiaru pola pomiarowego Δl (czyli odległości między wektorami prędkości) oraz średniej, dla całego mieszalnika, skali odległości Kołmogorowa η_{sr} . Wartości η_{sr} ustalono na podstawie mocy mieszania dla całego mieszalnika i wynosiły one odpowiednio 0,050, 0,044, 0,039, 0,032, 0,030 i 0,028 mm dla rosnących częstości obrotowych mieszadła.

$$C = 0,95 + 1,386 \cdot 10^{-12} \cdot \left(\frac{D}{\Delta l}\right)^{3,25} \cdot \left(\frac{\Delta l}{\eta_{sr}}\right)^3 \quad (10.7)$$

Po uwzględnieniu wynikającej z równania (10.7) poprawki w tylko kilku przypadkach średnia ważona dla ε różni się od wartości obliczonej z mocy mieszania (rys. 10.4b). Obie metody pomiarowe dają zbliżone wyniki, o czym świadczy zbliżona do teoretycznej zależność między współczynnikami C i C' . Opierając się na analizie literaturowej oraz mając na względzie prostą formę obliczeniową, wartości obliczone z zależności (10.1) lub (10.2) potraktowano jako wartości odniesienia dla ε obliczonych innymi metodami. Użycie tych zależności nie wymaga dużych nakładów badawczych i obliczeniowych. Pomiar prędkości chwilowych nie muszą być prowadzone z dużą częstotliwością i wystarcza stosunkowo niewielka liczba próbek (jest to np. ważne w pomiarach w mętnych cieczach), tak że można do obliczeń użyć danych uzyskanych metodą znaczników przepływu [9]. Ponadto w tej metodzie nie ma znaczenia nierównomierność odstępów czasowych między kolejnymi pomiarami prędkości chwilowych, co oznacza, że nie jest wymagane przepróbkowanie

sygnału w celu jego dalszej obróbki. Przepróbkowanie w celu uzyskania równych odstępów czasu między prędkościami chwilowymi jest jednak wymagane w metodach omówionych w dalszej części pracy. Do tego celu powstało wiele algorytmów [10-19].

Zastępując w mianowniku zależności (10.1) skalę przestrzenną iloczynem charakterystycznej prędkości i skali czasowej τ , dochodzi się do zależności [1]

$$\varepsilon = A \cdot \frac{u^2}{\tau} \quad (10.8)$$

w liczniku której zwykle używa się jednostkowej energii kinetycznej

$$E_k = \frac{\overline{u_t'^2} + \overline{u_r'^2} + \overline{u_z'^2}}{2} \quad (10.9)$$

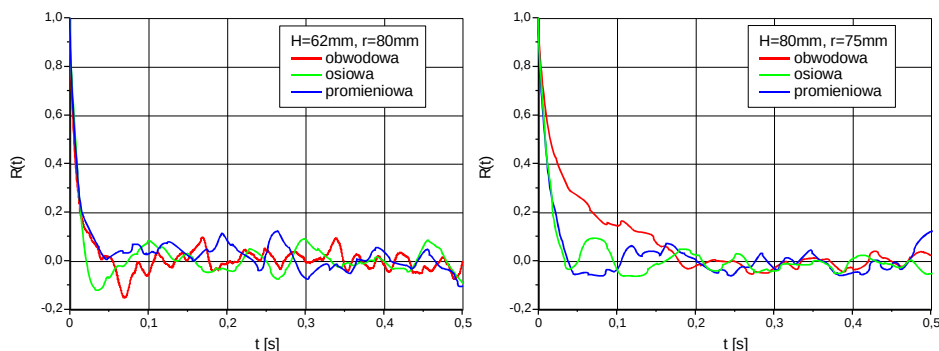
a w mianowniku całkowitej skali czasowej (makroskali) Eulera T_E

$$T_E = \int_0^\infty R_E(t) \cdot dt \quad (10.10)$$

Funkcja autokorelacji $R_E(t)$, opisująca w jakim stopniu dany wyraz szeregu zależy od wyrazów poprzednich w szeregu czasowym (dokładniej autokorelacja jest funkcją, która argumentowi naturalnemu k przypisuje wartość współczynnika korelacji Pearsona pomiędzy szeregiem czasowym a tym samym szeregiem cofniętym o k jednostek czasu), jest zdefiniowana następująco [17, 18]

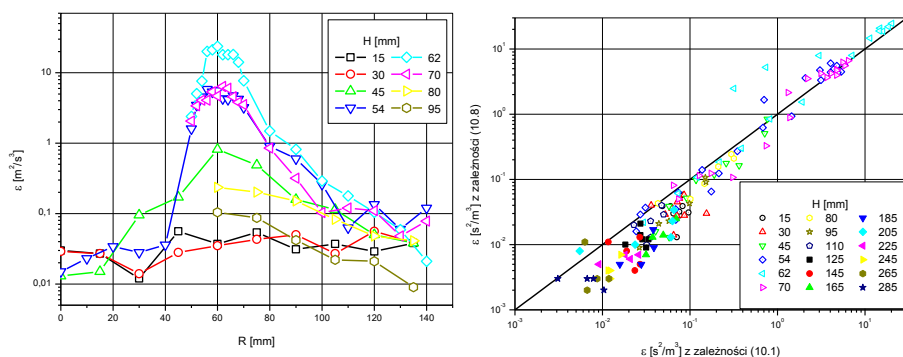
$$R_E = \frac{\overline{u(t') \cdot u(t'+t)}}{\overline{u^2}} \quad (10.11)$$

Użyteczność zależności (10.8) jest mniejsza niż zależności (10.1) ze względu na konieczność obliczeń funkcji autokorelacji. Również wartość współczynnika A wymaga wyznaczenia doświadczalnego. W celu obliczenia szybkości dyssypacji energii z zależności (10.8) zastosowano przepróbkowanie danych pomiarowych z użyciem metody interpolacji liniowej [20, 21] stosując odstęp czasowy równy średniej arytmetycznej interwałów między próbkowaniami i sporządzono autokorelogramy przedstawione przykładowo na rysunku 10.5.



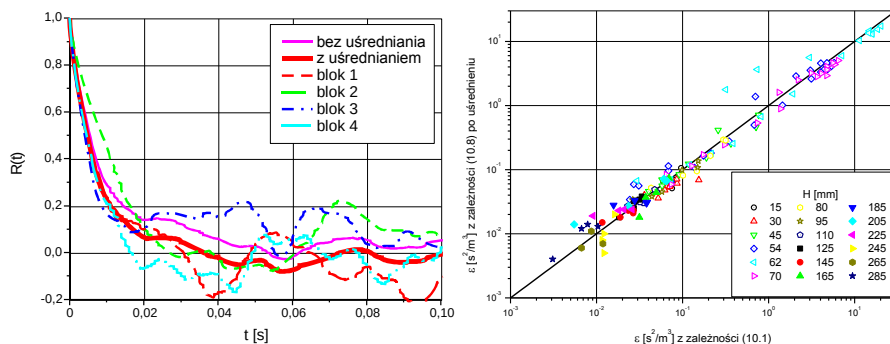
Rys. 10.5. Przykładowe autokorelogramy

Obliczenia wartości całkowych skal czasowych Eulera, dla składowych prędkości, dokonano przez całkowanie funkcji autokorelacji. Ze względu na widoczne oscylacje względem osi odciętych całkowano do pierwszego przecięcia krzywej z osią odciętych [1] (całkowanie w całym zakresie opóźnień czasowych t czasami dawało ujemne wartości). Następnie obliczano wartość wypadkową $T_E = \sqrt{T_{Et}^2 + T_{Ex}^2 + T_{Er}^2}$ skali Eulera i dla tej wartości z zależności (10.8) obliczano szybkość dyssypacji energii. Dobrą zgodność z wynikami obliczonymi z zależności (10.1) uzyskano dla wartości współczynnika $A = 1/6$. Wyniki dla dolnej części mieszalnika przedstawiono na rysunku 10.6. Najlepsza zgodność występuje dla dużych wartości ε . Dla wartości $\varepsilon < 0,5 \text{ s}^2/\text{m}^3$ z zależności (10.8) uzyskano zaniżone wartości.



Rys. 10.6. Szybkości dyssypacji energii obliczone z zależności (10.8)

Ponieważ przecięcie krzywej autokorelacji z osią odciętych następuje dla opóźnień czasowych wielokrotnie mniejszych od czasu pomiaru, to w celu polepszenia wiarygodności obliczeń można zastosować uśrednianie blokowe [22] (dane są dzielone na kilka lub kilkanaście bloków, dla każdego bloku jest obliczana autokorelacja i następuje uśrednienie wartości dla każdego opóźnienia czasowego). Przykładowe wyniki przedstawiono na rysunku 10.7.



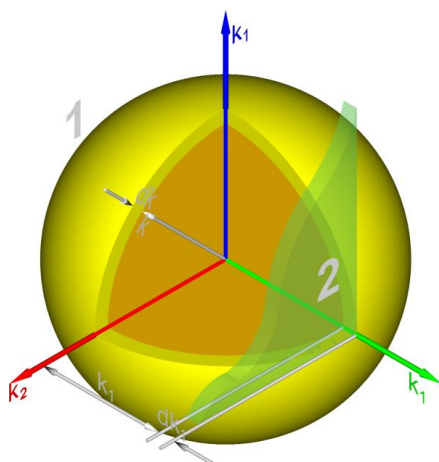
Rys. 10.7. Autokorelogramy i szybkości dyssypacji energii obliczone z zależności (10.8) po uśrednieniu blokowym

Uśrednianie blokowe pozwala lepiej wykorzystać dane pomiarowe, gdyż każdy blok jest traktowany jako niezależny pomiar. Dlatego też uzyskano mniejszą wartość średniego błędu względnego, ale przy innej wartości współczynnika $A = 1/9$. Poprawę uzyskano szczególnie dla mniejszych szybkości dyssypacji energii.

Jeżeli w przypadku burzliwości izotropowej i homogenicznej (jednorodnej) możliwe jest dokonanie pomiarów aż dla zakresu lepkościowego, to wówczas szybkość dyssypacji energii może być obliczona przez całkowanie funkcji gęstości widma energetycznego [23, 24, 68]

$$\varepsilon = 2 \cdot \int_0^\infty v \cdot k^2 \cdot E(k) \cdot dk \quad (10.12)$$

gdzie: k jest liczbą falową, a $E(k)$ – trójwymiarową funkcją gęstości widma energetycznego (sumą wszystkich trzech składowych) wewnątrz kuli o promieniu k w przestrzeni liczb falowych (przypadek 1 na rys. 10.8).



Rys. 10.8. Widmo trójwymiarowe (1) i jednowymiarowe (2) [25]

Jednak określenie $E(k)$ aż do wartości liczb falowych, odpowiadających zakresowi lepkościowemu, nie jest możliwe w pomiarach metodą PIV (częstotliwość próbkowania do kilkunastu herców) i rzadko osiągalne w pomiarach prowadzonych dopplerowskim anemometrem laserowym, w których największa częstotliwość próbkowania (pomiarów prędkości chwilowych) zwykle nie przekracza kilku tysięcy herców. W przypadku, gdy częstotliwość próbkowania pozwala osiągnąć zakres bezwładnościowy widma energetycznego, do obliczania szybkości dyssypacji energii można posłużyć się prawem Kolmogorowa „-5/3”

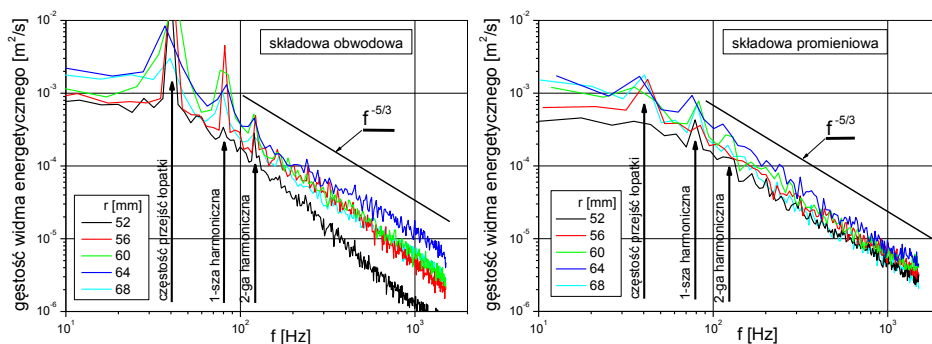
$$E(k) = A \cdot \varepsilon^{2/3} \cdot k^{-5/3} \quad (10.13)$$

gdzie $A = C_1 \cdot \frac{11 \cdot \Gamma(8/3) \cdot \sin(\pi/3)}{6 \cdot \pi}$ [2]. Użycie wartości $C_1 = 2,0$ daje wartość $A = 1,53$. Najczęściej jednak nie dysponuje się trójwymiarowym widmem

energetycznym, ale prawo Kołmogorowa obowiązuje również dla widma jednowymiarowego (przypadek 2 na rys. 10.8). Wówczas wartość współczynnika A w równaniu (10.13) wynosi około $1/2$ [26]. Jednak do obliczenia szybkości dyssypacji energii z zależności (10.13) konieczne jest przejście z dziedziny częstotliwościowej na dziedzinę liczb falowych [25].

$$k = \frac{2 \cdot \pi}{U_{odn}} \cdot f \quad E_1(k) = \frac{U_{odn}}{2 \cdot \pi} \cdot E_1(f) \quad (10.14)$$

W pomiarach [33] stwierdzono występowanie zakresu widma energetycznego o nachyleniu (w układzie dwulogarytmicznym) zbliżonym do $-5/3$. Do obliczenia szybkości dyssypacji energii z zależności (10.13) wykorzystano zależności uśrednionej blokowo gęstości widma energetycznego od częstotliwości (rys. 10.9).

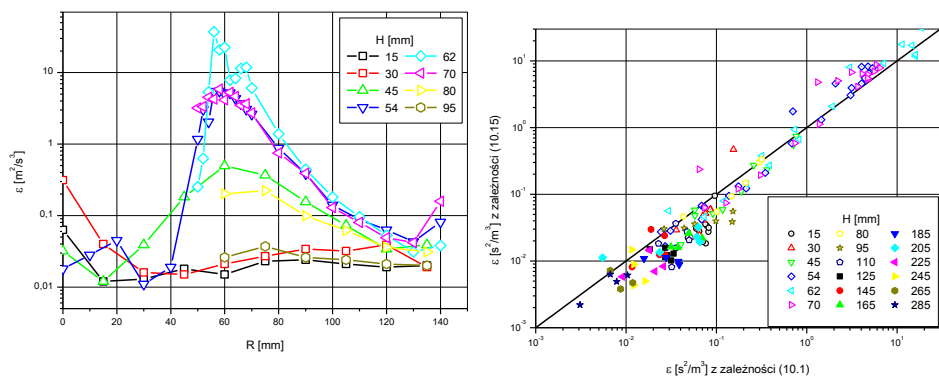


Rys. 10.9. Przykładowe krzywe gęstości widma energetycznego dla $N = 400 \text{ min}^{-1}$

Na wykresach widoczne są pionowe linie odpowiadające częstotliwości f_K obliczonej ze skali czasowej Kołmogorowa $\tau_K = (\nu/\varepsilon)^{1/2}$ dla ε obliczonego z zależności (10.1). Pozwalało to wydzielić z widma zakres bezwładnościowy i po przejściu na dziedzinę liczb falowych dopasować do niego w układzie dwulogarytmicznym prostą o nachyleniu $-5/3$. Dla każdej składowej, dla liczby falowej k_1 ze środka zakresu bezwładnościowego, z równania prostej obliczano wartość gęstości widma energetycznego. Następnie z zależności [27, 28]

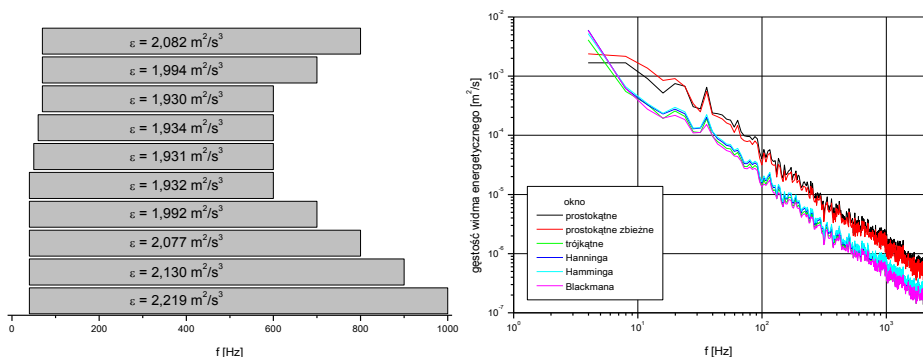
$$\varepsilon = \left[\frac{E_t(k_1) + E_z(k_1) + E_r(k_1)}{\alpha_2} \cdot k_1^{5/3} \right]^{3/2} \quad (10.15)$$

dla $\alpha_2 = 6/5 \cdot \alpha = 1,8$ obliczano wartość ε w punkcie pomiarowym. Dobre dopasowanie do wartości odniesienia uzyskano przyjmując $U_{odn} = \frac{1}{3} \cdot \sqrt{U_t^2 + U_z^2 + U_r^2}$. Obliczenia wykonane dla podawanego w literaturze założenia, że prędkość odniesienia jest bliska prędkości konwekcyjnej dały kilka razy większe błędy. Wyniki obliczeń przedstawiono na rysunku 10.10.



Rys. 10.10. Szybkości dyssypacji energii obliczone z prawa Kolmogorowa „-5/3”

W poprawnym obliczeniu ε z zależności (10.13) występują dwie trudności. Pierwszą z nich stanowi poprawne wydzielenie bezwładnościowej części widma, gdy nie dysponuje się czasową skalą Kolmogorowa w punkcie pomiarowym (poza obszarem mieszała można wykorzystać wartość średnią obliczoną z mocy mieszania). Jednak nawet znając tę wartość, trudno jest określić prawy kraniec przedziału (największą częstotliwość lub liczbę falową) bezwładnościowego.



Rys. 10.11. Porównanie wartości ε dla różnych zakresów częstotliwości i różnych cyfrowych filtracji danych

W odniesieniu do określenia lewego krańca nie ma żadnych wskazówek. Z wykonanych obliczeń wynika, że w zależności od przyjętych krańców przedziału, obliczone wartości ε mogą się różnić o kilkanaście procent (rys. 10.11 dla $R = 80$ mm i $h_s = 62$ mm). Drugą trudność stanowi określenie prędkości odniesienia przy przejściu z dziedziny częstotliwościowej do dziedziny liczb falowych. Jak wspomniano, sugeruje się tu użycie prędkości konwekcyjnej, ale zależności służące do jej obliczania odnoszą się do przypadku, gdy jedna z mierzonych składowych pokrywała się z kierunkiem

głównego przepływu, jak ma to miejsce w pomiarach anemometrem z gorącym drutem. W pomiarach *LDA* nie ma to miejsca, co spowodowało, że w niniejszej monografii posłużono się prędkością wypadkową. Jednak wymagało to zastosowania współczynnika liczbowego, którego dokładne określenie wymaga dalszych badań. Konieczność jego wprowadzenia można uzasadnić sygnalizowanym w literaturze [22] zjawiskiem *effect of aliasing*, w którym fale są obserwowane jako dłuższe niż w rzeczywistości, gdy wektor liczb falowych jest ukośny względem kierunku pomiarowego (czoło fali nie jest prostopadłe do kierunku obserwacji).

Pewną trudność można napotkać również przy posługiwaniu się funkcjami wbudowanymi w pakiety do obróbki sygnału (ze względu na prekompilację takie funkcje działają szybciej od funkcji definiowanych przez użytkownika, co ma duże znaczenie przy przetwarzaniu dużych zbiorów danych). Na rysunku 10.11 przedstawiono widma energetyczne uzyskane dla różnych wartości parametrów funkcji *pspectrum* z pakietu *Signal Processing* dla MathCADa. Funkcja ta ma możliwość filtracji danych przez tzw. okna [22]. Jak wynika z analizy rysunków 10.9 i 10.11 zastosowanie okien prostokątnych daje wyniki takie, jak przy braku filtracji danych wejściowych. Natomiast dla pozostałych okien nastąpiło przesunięcie krzywych w dół, co powoduje znaczną zmianę wartości ε obliczonej z zależności (10.13).

Metoda oparta o prawo Kolmogorowa „-5/3” daje zadowalające rezultaty, ale wymaga poprawnego określenia prędkości odniesienia, co wymaga dalszych badań.

Jeżeli znana jest wielkość przestrzennej skali Taylora [69] w punkcie pomiarowym, w którym występuje turbulencja homogeniczna i izotropowa, to szybkość dyssypacji energii może być obliczona z zależności [8, 9]

$$\varepsilon = 30 \cdot \nu \cdot \frac{\overline{u_1'^2}}{\lambda_f^2} = 15 \cdot \nu \cdot \frac{\overline{u_2'^2}}{\lambda_g^2} \quad (10.16)$$

w których λ_f jest skalą dla głównego kierunku przepływu (indeks 1), a λ_g skalą dla kierunków prostopadłych do niego (indeks 2 lub 3). Zastosowanie zależności (10.16) do obliczania szybkości dyssypacji energii wiąże się z określeniem skali przestrzennej Taylora. Ponieważ jednak istnieje związek między skalami czasową i przestrzenną $\lambda = U_{odn} \cdot \tau$, to stosując zależność [15, 32]

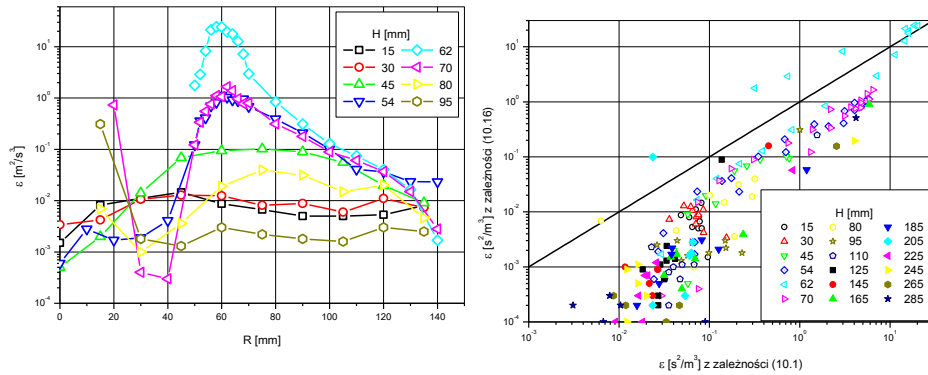
$$R_E(t) \approx 1 - \frac{t^2}{\tau_E^2} \quad (10.17)$$

lub

$$\frac{1}{\tau_E} = 2 \cdot \pi^2 \cdot \int_0^\infty f^2 \cdot \Phi(f) \cdot df \quad (10.18)$$

w której $\Phi(f)$ jest funkcją widma energetycznego, można obliczyć skalę Taylora i szybkość dyssypacji energii. Ze względu na stosunkowo duży odstęp czasowy

między punktami autokorelogramu, dopasowanie parabol do krzywej dla $R_E(0)$ nie daje jednoznacznych rezultatów. Dlatego do dalszych obliczeń używano zależności (10.18). Na rysunku 10.12 przedstawiono otrzymane wyniki, gdy jako prędkość odniesienia przyjęto odwrotność średniej prędkości wypadkowej (przyjęcie innych wartości dawało gorsze rezultaty).



Rys. 10.12. Szybkości dyssypacji energii obliczone z zależności (10.16)

Obliczone z zależności (10.16) wartości ε są o około rząd wielkości mniejsze od obliczonych z zależności (10.1). Spowodowane jest to najprawdopodobniej przez całkowanie numeryczne krzywej widmowej. Na długiej drodze obliczeniowej w każdym kroku powstają, mogące się sumować, błędy numeryczne. Zatem zależność (10.16) lepiej jest stosować do obliczania skali Taylora, gdy znana jest szybkość dyssypacji energii w punkcie pomiarowym. Jak wynika z przeprowadzonego porównania dobre rezultaty daje metoda oparta o równanie wymiarowe (10.1) [33].

Lokalna szybkość dyssypacji energii może też być obliczana z definicji [34-43]

$$\varepsilon = \nu \cdot \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \cdot \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) = \frac{1}{2} \cdot \nu \cdot \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2 \quad (10.19)$$

Dla przypadku trójwymiarowego, gdy u' oznacza pulsację prędkości w kierunku x , v' pulsację w kierunku y i w' w kierunku z otrzymuje się zależność

$$\varepsilon = \nu \cdot \left\{ \begin{aligned} &2 \cdot \left[\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v'}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2 \right] + \\ &\frac{\left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2}{\left(\frac{\partial w'}{\partial y} \right)^2} + \frac{\left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)^2}{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2} + \frac{\left(\frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2}{\left(\frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2} + \frac{\left(\frac{\partial v'}{\partial z} \right)^2}{\left(\frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2} + \\ &\frac{\left(\frac{\partial w'}{\partial y} \right)^2}{\left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2} + 2 \cdot \left(\frac{\partial u'}{\partial y} \cdot \frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{\partial u'}{\partial z} \cdot \frac{\partial w'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial z} \cdot \frac{\partial w'}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \quad (10.20)$$

W przypadku burzliwości izotropowej brakujące człony w kierunku z można zastąpić stosując zależności

$$\overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial z}\right)^2} = \frac{1}{2} \cdot \left[\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y}\right)^2} \right] \quad (10.21)$$

$$\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial z}\right)^2} = \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial x}\right)^2} = \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial z}\right)^2} = \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial y}\right)^2} = \frac{1}{2} \cdot \left[\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x}\right)^2} \right] \quad (10.22)$$

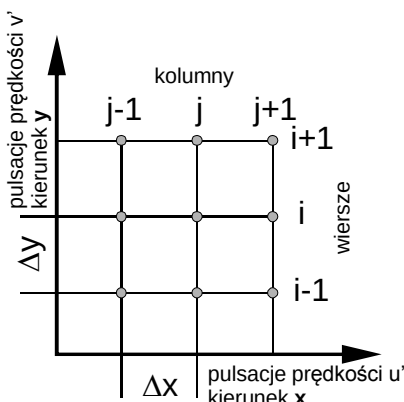
$$\frac{\partial u'}{\partial z} \cdot \frac{\partial w'}{\partial x} = \frac{\partial v'}{\partial z} \cdot \frac{\partial w'}{\partial y} = \frac{-\frac{1}{2}\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial z}\right)^2} - \frac{1}{2}\overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y}\right)^2}}{2} = -\frac{1}{4} \cdot \left[\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y}\right)^2} \right] \quad (10.23)$$

Po wykonaniu podstawień i przekształceń otrzymuje się równanie

$$\varepsilon = \nu \cdot \left[2 \cdot \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} + 2 \cdot \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y}\right)^2} + 3 \cdot \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y}\right)^2} + 3 \cdot \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x}\right)^2} + 2 \cdot \overline{\frac{\partial u'}{\partial y} \cdot \frac{\partial v'}{\partial x}} \right] \quad (10.24)$$

umożliwiające obliczenie lokalnych wartości szybkości dyssypacji energii na podstawie danych uzyskanych z dwuwymiarowego systemu *PIV*. Dla samozasysającego mieszadła tarczowego warunek izotropowości burzliwości jest spełniony z wyjątkiem przestrzeni przy mieszadle [5, 6, 7]. Ponieważ dane uzyskane metodą *PIV* można potraktować jako tablicę, w której indeks i oznacza numer wiersza, a j numer kolumny (rys. 10.13), to pochodne w węzłach można obliczać z zależności [55]

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'_{i,j}}{\partial x} &= \frac{u'_{i,j+1} - u'_{i,j-1}}{2 \cdot \Delta x} & \frac{\partial v'_{i,j}}{\partial x} &= \frac{v'_{i,j+1} - v'_{i,j-1}}{2 \cdot \Delta x} \\ \frac{\partial u'_{i,j}}{\partial y} &= \frac{u'_{i+1,j} - u'_{i-1,j}}{2 \cdot \Delta y} & \frac{\partial v'_{i,j}}{\partial y} &= \frac{v'_{i+1,j} - v'_{i-1,j}}{2 \cdot \Delta y} \end{aligned} \quad (10.25)$$



10.13. Ilustracja sposobu liczenia pochodnych

Dane literaturowe [34, 35, 52, 53] wskazują jednak, że równanie (10.19) daje poprawne wyniki przy rozdzielczościach przestrzennych (rozumianych jako

odległości Δl między wektorami prędkości w metodzie *PIV*) zbliżonych do skali Kołmogorowa. Poprawne wartości szybkości dyssypacji energii z danych uzyskanych metodą *PIV* można otrzymać, gdy $\Delta l/\eta \leq 3$ [38]. Dlatego przy większych wartościach $\Delta l/\eta$ sugeruje się wprowadzenie poprawek korygujących wartości ε . Najprostszą z nich może być mnożnik, którego wartość zależy od średniej liniowej skali Kołmogorowa. Jednak tak prosta korekta nie zawsze jest wystarczająca i dlatego wprowadza się poprawki oparte np. o modele burzliwości: Smagorinskiego, podobieństwa, gradientowy i dynamiczny [54]. Według źródeł literaturowych [45, 47] dobre rezultaty (błędy rzędu 15% [64]) daje filtracja oparta o model Smagorinskiego

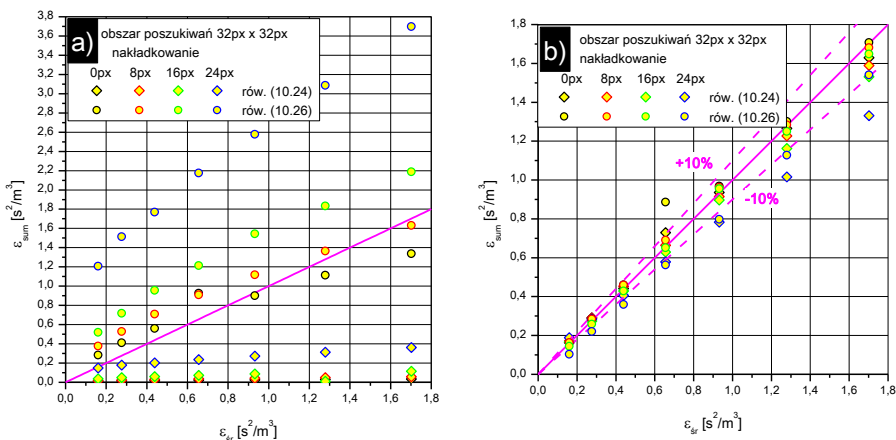
$$\varepsilon = (C_s \cdot \Delta l)^2 \cdot \left[\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2 \right]^{3/2} \quad (10.26)$$

gdzie Δl jest odległością między wektorami prędkości w metodzie *PIV*. Jednak na otrzymywane wartości ma wpływ wartość tzw. stałej Smagorinskiego. Zwykle przyjmuje się wartość $C_s = 0,17$, ale spotyka się wartości od 0,11 do 0,21 [35]. Przy ustawieniu układu pomiarowego jak na rysunku 10.1 (pole obrazowe obejmuje 1/4 przekroju mieszalnika) i wielkości pola pomiarowego 32 px x 32 px odległość między wektorami prędkości bez nakładkowania wynosi około 2,3 mm. Jest więc kilkadziesiąt razy większa od średniej skali przestrzennej Kołmogorowa. Użycie modelu burzliwości umożliwia obliczenie szybkości dyssypacji energii i wydaje się lepszym rozwiązaniem niż stosowanie mnożników poprawkowych. Na podstawie wygenerowanych danych *PIV* opracowano równanie [52]

$$\frac{\varepsilon_{PIV}}{\varepsilon} = \alpha_1 \cdot \exp\left(\alpha_2 \cdot \frac{\Delta l}{\eta}\right) + \beta_1 \cdot \exp\left(\beta_2 \cdot \frac{\Delta l}{\eta}\right) \quad (10.27)$$

W praktyce znana jest wartość Δl , z danych *PIV* można określić ε_{PIV} , więc do obliczenia skorygowanej wartości ε potrzebna jest wartość skali Kołmogorowa η , która to wartość z definicji związana jest z ε .

W dalszym etapie obliczeń, w oparciu o pochodne chwilowych pulsacji prędkości, obliczano z równań (10.24) i (10.26) wartości szybkości dyssypacji energii w objętościach kontrolnych. Na tej podstawie określano wartości średnich ważonych szybkości dyssypacji energii dla całego mieszalnika, przyjmując jako wagę stosunek objętości kontrolnej do objętości cieczy w mieszalniku. Uzyskane wyniki przedstawiono na rysunku 10.14a.



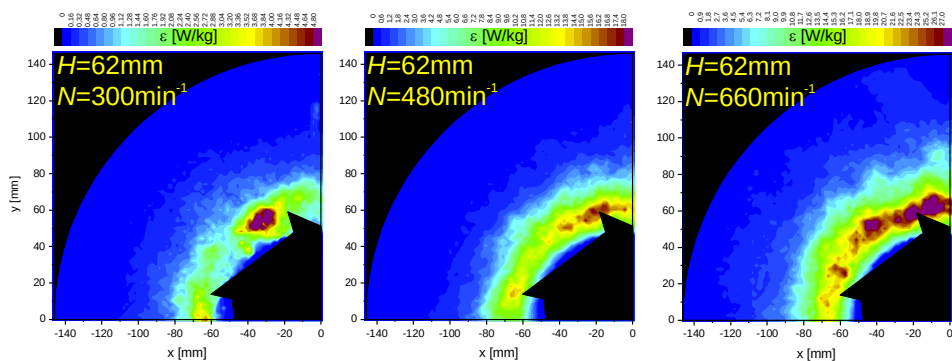
Rys. 10.14. Porównanie średnich wartości szybkości dyssypacji energii i obliczonych z zależności (10.24) i (10.26) przed i po korekcie

Z analizy rysunku 10.14a wynika, że równanie (10.24) daje zaniżone wartości ε , natomiast wartości otrzymane z równania (10.26) są zawyżone. W celu uzyskania zgodności z wartością średnią dla całego mieszalnika, należy do równań (10.24) i (10.26) wprowadzić współczynniki korygujące C_1 i C_2 [42] wykorzystujące obliczoną z mocy mieszania wartość skali Kołmogorowa η_{sr} uśrednioną dla całego mieszalnika

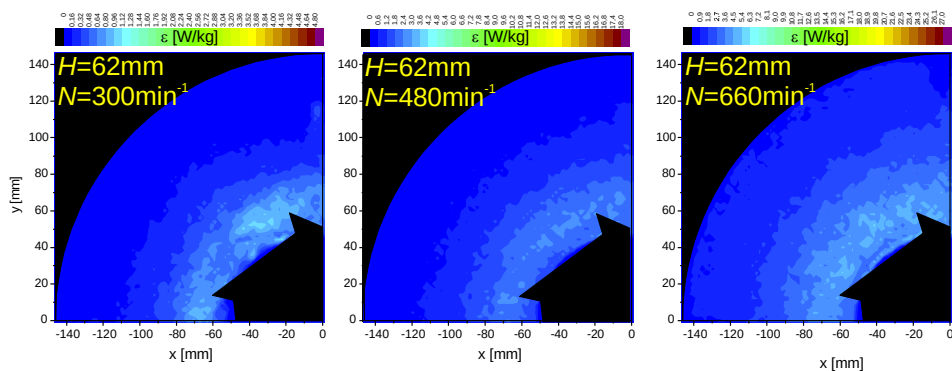
$$C_1 = 0,01045 \cdot \left(\frac{\Delta l}{\eta_{sr}} \right)^{1,852} \quad (10.28)$$

$$C_2 = 0,00321 \cdot \left(\frac{D}{\Delta l} \right)^{0,432} \cdot \left(\frac{\Delta l}{\eta_{sr}} \right) - 0,326 \quad (10.29)$$

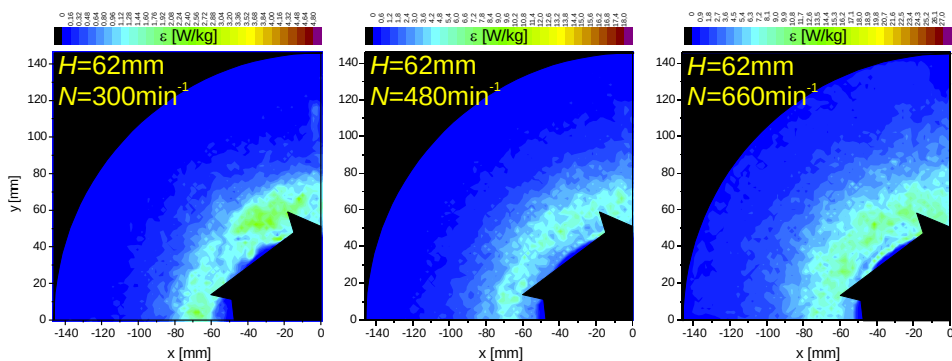
Po wymnożeniu wartości obliczonych z zależności (10.24) i (10.26) przez współczynniki określone zależnościami odpowiednio (10.28) i (10.29), tylko w kilku przypadkach średnia ważona dla ε_{sr} różni się od wartości obliczonej z mocy mieszania (rys. 10.14b). Ponieważ zgodność ta może być osiągnięta przy różnych rozkładach wartości lokalnych, w dalszej części dokonana zostanie analiza rozkładów wartości ε na kilku poziomach. Ze względu na rozpraszanie największej ilości energii na wysokości zawieszenia mieszadła, najważniejsze jest porównanie map rozkładów wartości ε dla wysokości $h_L = 62$ mm. Mapy dla trzech częstości obrotowych, przy 25% (8 pikseli) nakładkowaniu, przedstawiono na rysunkach 10.15, 10.16 i 10.17.



Rys. 10.15. Rozkłady wartości ε na poziomie zawieszenia mieszadła obliczone z równania (10.2) po korekcie



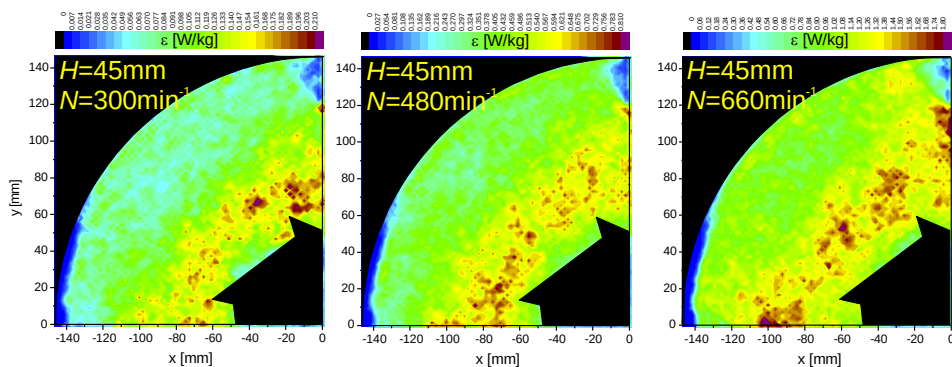
Rys. 10.16. Rozkłady wartości ε na poziomie zawieszenia mieszadła obliczone z równania (10.24) po korekcie



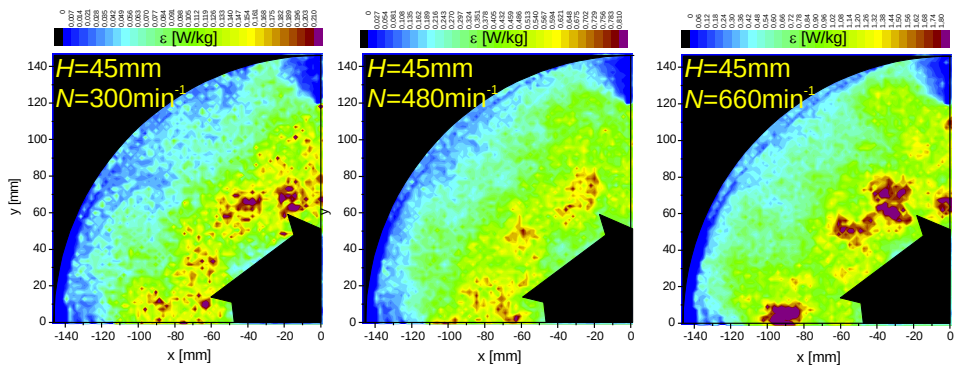
Rys. 10.17. Rozkłady wartości ε na poziomie zawieszenia mieszadła obliczone z równania (10.26) po korekcie

Z porównania map dla tych samych częstości obrotowych wynika, że skorygowane współczynnikiem C_1 wartości ε , otrzymane z równania (10.24), w pobliżu mieszadła są około trzykrotnie mniejsze niż obliczone z równania (10.1). Natomiast w pobliżu ścianki różnice w wartościach ε , obliczonych obiema porównywanymi metodami, są nieistotne. Z kolei wartości ε , obliczone z równania (10.26) i skorygowane mnożnikiem C_2 dla uzyskania zgodności z szybkością dyssypacji energii określoną na podstawie mocy mieszania, wykazują wartości pośrednie.

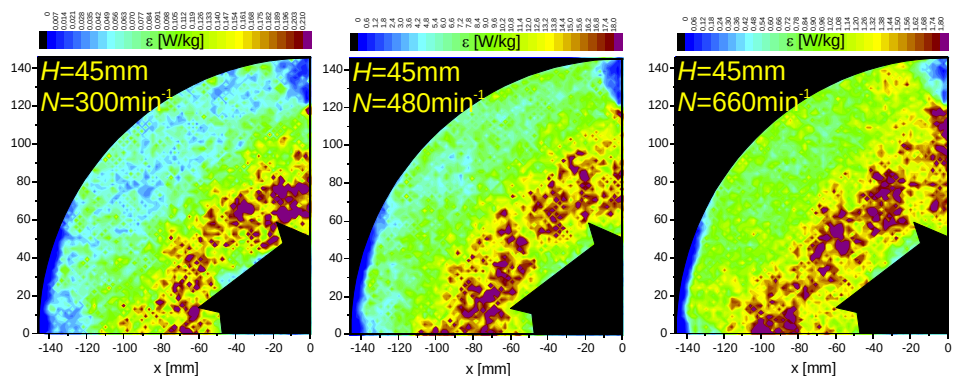
Nieco inne relacje obserwuje się dla obszaru położonego poniżej wysokości zawieszenia mieszadła (rysunki 10.18, 10.19 i 10.20). 17 mm poniżej poziomu mieszadła maksymalne wartości szybkości dyssypacji energii, obliczone ze skorygowanych zależności (10.2) i (10.24), zrównują się, natomiast zależność (10.26) dla promienia równego promieniowi mieszadła wykazuje największe wartości ε . Poza tym obszarem zależność (10.26) daje największe wartości ε , podczas gdy pozostałe dwie zależności dają zbliżone wartości szybkości dyssypacji energii. Na podstawie uzyskanych wyników można wyciągnąć ogólny wniosek, że w miejscach, w których lokalne wartości skali Kolmogorowa są mniejsze od wartości średniej dla całego mieszalnika, korekcja wartości obliczonych z zależności (10.26) powinna być silniejsza (większa wartość mnożnika niż wynika to z równania (10.29)), natomiast gdy wielkość skali Kolmogorowa jest mniejsza od wartości średniej, korekcja powinna być słabsza. Tak więc w równaniu (10.29) powinna występować lokalna wielkość skali Kolmogorowa, która nie zawsze jest jednak znana. Zatem taki sposób korekcji pozwala poprawnie obliczyć jedynie średnią wartość ε dla całego mieszalnika, natomiast rozkłady wartości lokalnych, które są istotne podczas analizy sposobu dyspergowania gazu przez badane mieszadło, będą obarczone istotnym błędem.



Rys. 10.18. Rozkłady wartości ε pod mieszadłem obliczone z równania (10.2) po korekcje



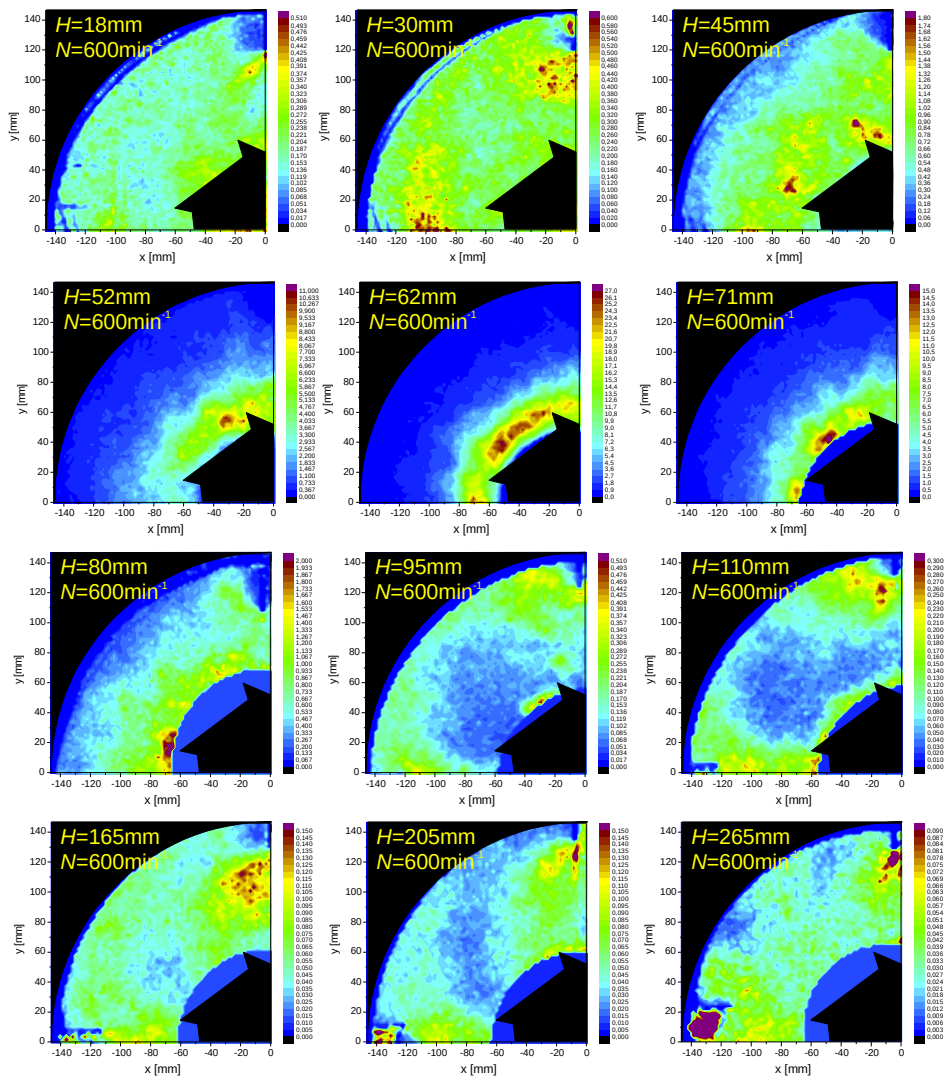
Rys. 10.19. Rozkłady wartości ε pod mieszadłem obliczone z równania (10.24) po korekcie



Rys. 10.20. Rozkłady wartości ε pod mieszadłem obliczone z równania (10.26) po korekcie

Na rysunku 10.21 przedstawiono rozkłady szybkości dyssypacji energii obliczone z zależności (10.1) na różnych poziomach mieszalnika, przy stałej częstotliwości obrotowej mieszadła $N = 600 \text{ min}^{-1}$. Jedynie na wysokości zawieszenia mieszadła oraz w niewielkiej odległości nad i pod nim występują duże różnice w wartościach ε w obszarze przy mieszadle (gdzie obserwuje się duże wartości ε) i poza nim. Oznacza to, że najwięcej energii jest rozpraszane w pobliżu mieszadła.

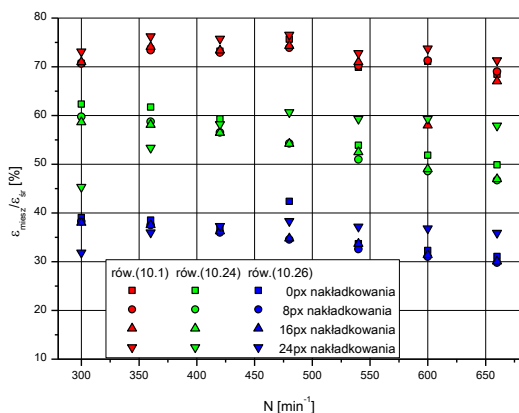
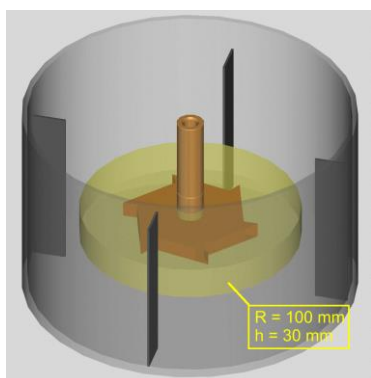
Wykonane obliczenia wskazują, że w hipotetycznym walcu o średnicy 200 mm i wysokości 30 mm, co stanowi ok. 4,8% objętości cieczy, rozpraszane jest około 2/3 dostarczanej do mieszalnika energii (rys. 10.22). Poniżej i powyżej mieszadła obszar o największej szybkości dyssypacji energii występuje za przegrodą, a między przegrodami szybkość dyssypacji energii osiąga najmniejsze wartości. Obserwuje się również znaczne zmniejszanie szybkości dyssypacji energii wraz ze wzrostem wysokości nad mieszadłem. Jest to niewątpliwie związane ze zmniejszaniem się burzliwości cieczy wraz z oddalaniem się od łopatek obracającego się mieszadła.



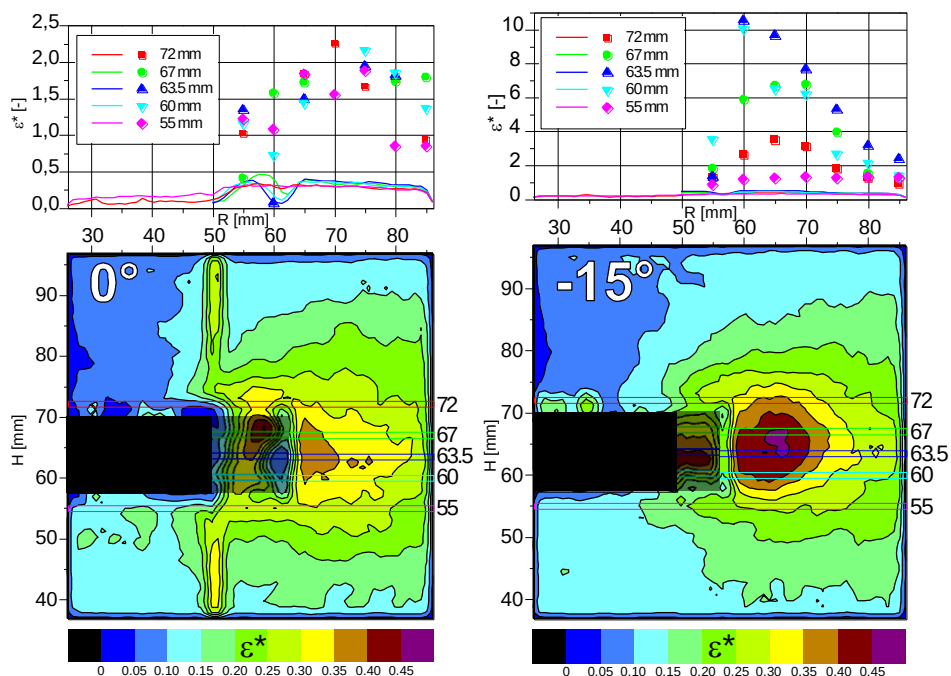
Rys. 10.21. Rozkłady ε z zależności (10.2) na różnych wysokościach dla $N = 600 \text{ min}^{-1}$

W przypadku pomiarów przez ściankę boczną mieszalnika otrzymuje się informacje o prędkościach promieniowych i osiowych. Przy założeniu izotropowości burzliwości zależność (10.19) przyjmuje formę

$$\varepsilon = \nu \cdot \left[2 \cdot \overline{\left(\frac{\partial u_r'}{\partial r} \right)^2} + 2 \cdot \overline{\left(\frac{\partial u_z'}{\partial z} \right)^2} + 3 \cdot \overline{\left(\frac{\partial u_r'}{\partial z} \right)^2} + 3 \cdot \overline{\left(\frac{\partial u_z'}{\partial r} \right)^2} + 2 \cdot \overline{\frac{\partial u_r'}{\partial z} \cdot \frac{\partial u_z'}{\partial r}} \right] \quad (10.30)$$



Rys. 10.22. Przestrzeń w pobliżu mieszadła i udział energii w niej rozpraszanej



Rys. 10.23. Rozkład szybkości dyssypacji energii w pobliżu mieszadła (10.29)

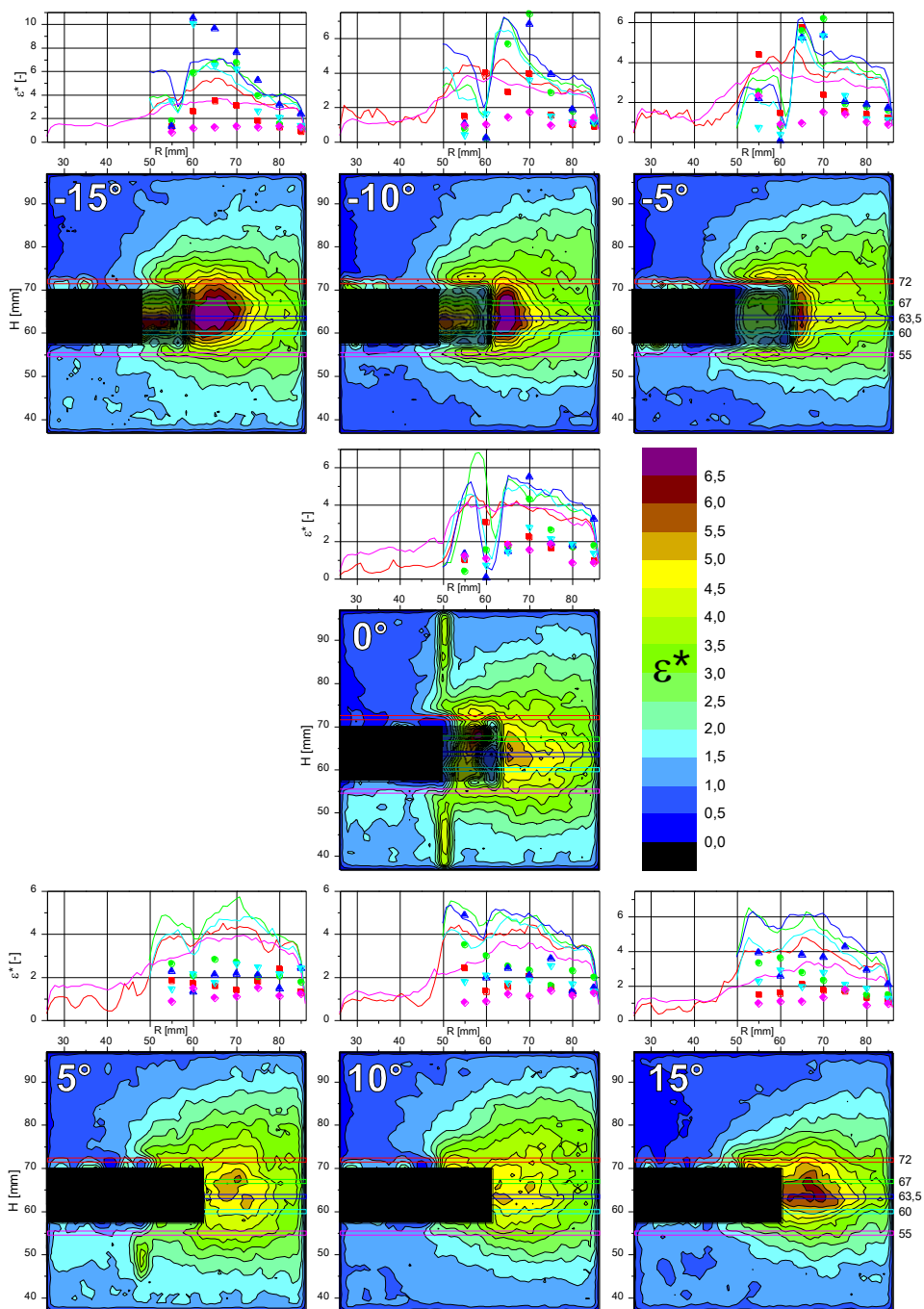
Skoncentrowanie się na obszarze przyłopatkowym powoduje, że odległość między wektorami prędkości wynosi w tym przypadku $\Delta l = 0,5$ mm, czyli jest kilkanaście razy większa niż średnia skala Kołmogorowa w mieszalniku. Uzyskane z zależności (10.30) mapy rozkładów szybkości dyssypacji energii dla położenia łopatki na dwusiecznej kąta między przegrodami i 15° przed dwusieczną przy częstotliwości obrotowej mieszadła $N = 480$ min⁻¹ przedstawiono na

rysunku 10.23. Profile rozkładów bezwymiarowej szybkości dyssypacji energii $\varepsilon^* = \varepsilon / (N^3 \cdot D^2)$ porównano z wartościami obliczonymi z zależności (10.2) i przedstawionymi w postaci punktów na górnych rysunkach. Wartości obliczone z zależności (10.30) są kilkakrotnie mniejsze od obliczonych na podstawie średniokwadratowych pulsacji prędkości w trzech wzajemnie prostopadłych kierunkach (profile ε^* były automatycznie generowane przez program Origin na podstawie danych tablicowych).

Dla tych samych danych pomiarowych wykonano obliczenia, stosując model Smagorinskiego z wartością $C_s = 0,11$ [35]. Uzyskane wyniki dla różnych położen łopatki względem dwusiecznej kąta między przegrodami przedstawiono na rysunku 10.24 (znak minus oznacza położenie przed dwusieczną, plus za nią). W tym przypadku zgodność wyników jest lepsza, ale trudno ją uznać za zadowalającą, gdy występują dwukrotne różnice wartości. Przyczyn błędów można upatrywać w:

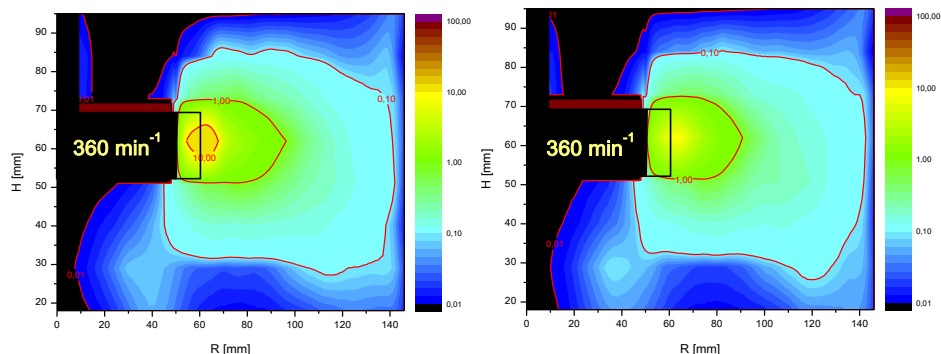
- założeniu izotropowości burzliwości w pobliżu mieszała w celu określenia brakujących członów w równaniu (10.19), podczas gdy do obliczeń z równania (10.1) były brane wszystkie trzy składowe pulsacje prędkości (z tego powodu model dynamiczny [57] nie będzie lepszy),
- błędach wynikających z różniczkowania numerycznego – zgodnie z zależnością (10.25) do obliczania wartości pochodnej w punkcie brane są tylko wartości z dwóch sąsiednich punktów,
- w obszarze widocznym na rysunku 10.24 występują duże zmiany wartości ε już przy niewielkim (o kilkanaście milimetrów) oddaleniu się od końca łopatki mieszała, co oznacza duże zmiany wartości skali przestrzennej Kołmogorowa, czego nie jest w stanie skorygować model Smagorinskiego (w modelu dynamicznym zamiast stałej C_s używa się określanego dynamicznie współczynnika, ale jego określenie nie jest możliwe w pomiarach eksperymentalnych [54]),

Metoda *PIV* ze znacznikiem fluorescencyjnym umożliwia uzyskanie danych o pulsacjach prędkości cieczy w obecności fazy gazowej. Obliczenie szybkości dyssypacji energii w układzie dwufazowym ciecz-gaz jest ważne ze względu na związek tego parametru z rozmiarami pęcherzyków gazu podczas aeracji [58]. Ze względu na rozpraszanie światła na powierzchni międzyfazowej nie wykonano pomiarów na wysokościach większych od 90 mm. Nie jest przez to możliwe zsumowanie energii rozpraszanej we wszystkich objętościach kontrolnych i porównanie tej wartości ze średnią jednostkową mocą mieszania, jak to zrobiono dla układu jednofazowego. Pozwoliłoby to na bardziej jednoznaczne określenie wartości współczynnika C , na którego wartość może mieć wpływ zawartość fazy rozproszonej [44].



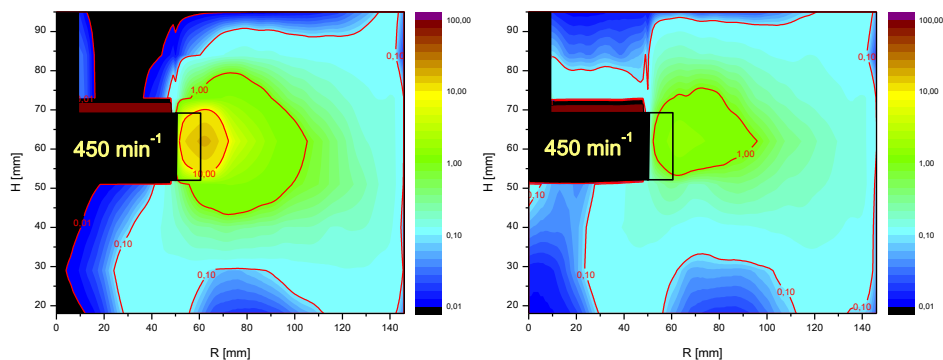
Rys. 10.24. Szybkość dyssypacji energii na podstawie modelu Smagorinskiego

Wprowadzenie niewielkiej ilości gazu nie wpływa na rozkład szybkości dyssypacji energii w mieszalniku z samozasysającym mieszadłem tarczowym. Na rysunku 10.25 przedstawiono mapę rozkładu szybkości dyssypacji energii obliczonych z równania (10.1) z uwzględnieniem poprawki opisanej zależnością (10.7). Niewielka różnica widoczna jest przy końcu łopatki mieszadła, gdzie w układzie ciecz-gaz występują najliczniej pęcherzyki gazu, które powodują zmniejszenie fluktuacji prędkości cieczy, a przez to zmniejsza się ilość energii rozpraszana w czasie. Część energii może też być pochłaniana przez pęcherzyki.



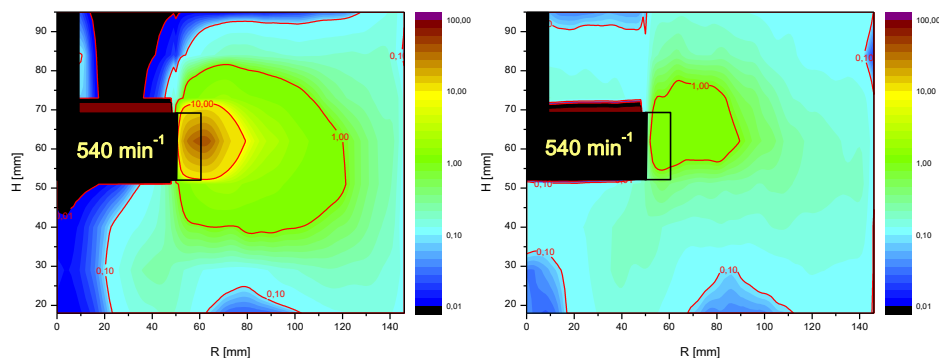
Rys. 10.25. Mapy szybkości dyssypacji energii w układzie jedno- i dwufazowym dla $N = 360 \text{ min}^{-1}$ między przegrodami

Przy zwiększeniu częstości obrotowej do $N = 450 \text{ min}^{-1}$ (rys. 10.26) w układzie jednofazowym powiększa się obszar z największymi szybkościami dyssypacji energii. W układzie dwufazowym granice dla $\varepsilon = 0,1 \text{ W/kg}$ są identyczne jak w jednofazowym, ale obszar ograniczony wartością $\varepsilon = 1 \text{ W/kg}$ jest mniejszy. W układzie ciecz-gaz maksymalne wartości szybkości dyssypacji energii są dla omawianej częstości obrotowej mniejsze niż dla $N = 360 \text{ min}^{-1}$.



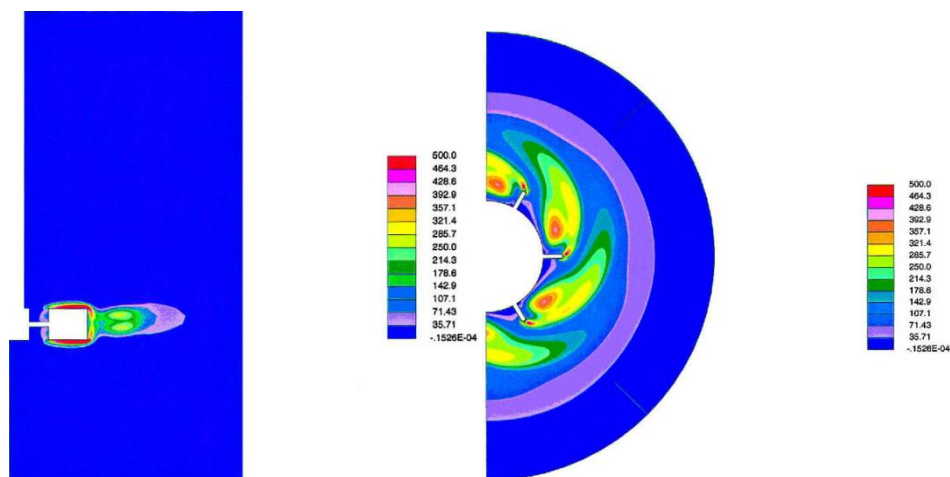
Rys. 10.26. Mapy szybkości dyssypacji energii w układzie jedno- i dwufazowym dla $N = 450 \text{ min}^{-1}$ między przegrodami

Przy $N = 540 \text{ min}^{-1}$ w analizowanym obszarze rozkład szybkości dyssypacji energii jest niemal równomierny (rys. 10.27). Jedynie w pobliżu łopatek mieszadła występuje obszar większych wartości, a jego granice są podobne jak dla $N = 450 \text{ min}^{-1}$.



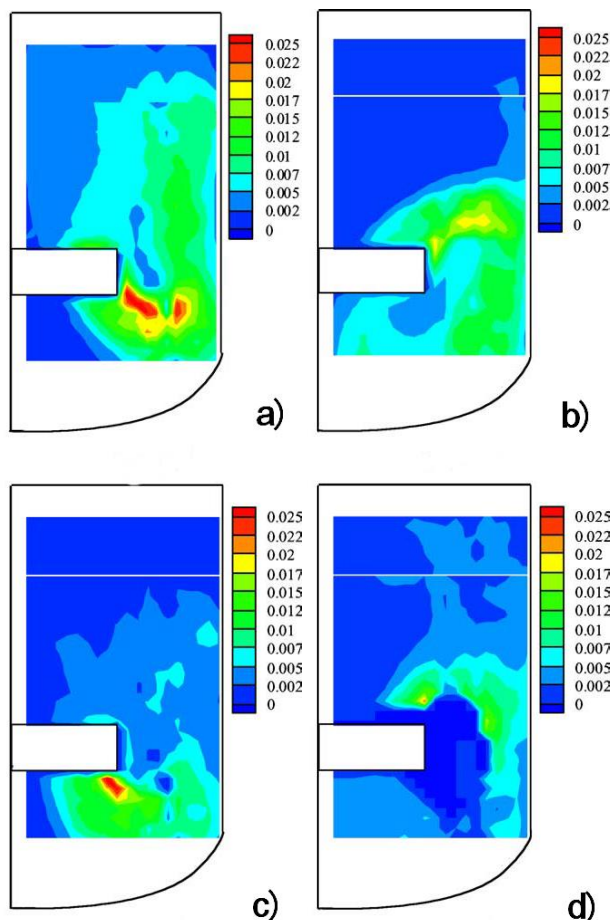
Rys. 10.27. Mapy szybkości dyssypacji energii w układzie jedno- i dwufazowym dla $N = 540 \text{ min}^{-1}$ między przegrodami

Mieszadło tarczowe, podobnie jak turbina Rushtona, wytwarza promieniowo-obwodową cyrkulację cieczy, której strumień przy ścianie rozdziela się i tworzy dwie strefy cyrkulacji. Należy się zatem spodziewać podobnych rozkładów ε , co potwierdzają dane literaturowe [45–49]. Maksymalne wartości bezwymiarowej szybkości dyssypacji energii są jednak większe w przypadku mieszadła turbinowo-tarczowego i osiągają wartość $\varepsilon^* = 24$ [66, 67], czyli ponad dwa razy większą niż dla badanego mieszadła. Strefy największych wartości ε^* występują na wysokości mieszadła Rushtona w niewielkiej odległości kątowej za łopatką [45, 59] lub spiralnie za łopatką [46, 60, 61], jak pokazano na rysunku 10.28.



Rys. 10.28. Mapy rozkładu ε dla turbiny Rushtona [46]

Natomiast w przypadku mieszadeł o przepływie osiowym, przy przepływie cieczy w dół osiągane są znacznie mniejsze, zbliżone do jedności, wartości ε^* , przy czym występują one pod mieszadłem [34, 63]. Jednak nawet podobne konstrukcyjnie mieszadła o przepływie osiowym mogą się znacznie różnić pod względem największych wartości ε^* w zależności od liczby łopatek [65].



Rys. 10.29. Rozkłady energii kinetycznej turbulencji w mieszalniku [62]:
a) pompowanie w dół bez napowietrzania, b) pompowanie w górę bez napowietrzania
c) pompowanie w dół z napowietrzaniem, d) pompowanie w górę z napowietrzaniem

Dla układu dwufazowego ciecz-gaz informacji o rozkładach szybkości dyssypacji energii w mieszalniku jest mniej. Dla mieszadła Rushtona opracowano nawet korelację [56] określającą zmiany szybkości dyssypacji energii w pobliżu mieszadła podczas napowietrzania

$$\frac{\varepsilon_G}{\varepsilon} = 0,915 \cdot (1 - \Phi_1)^2 + 0,085 \cdot (1 - \Phi_2)^2 \quad (10.31)$$

w której Φ_1 i Φ_2 oznaczają zatrzymania fazy gazowej w rejonie zewnętrznym i wewnętrznym miesiadła, ε określa szybkość dyssypacji energii w układzie jednofazowym, natomiast ε_G podczas napowietrzania. Jednak ze względu na konieczność określenia zatrzymania fazy gazowej w pobliżu miesiadła użyteczność tej korelacji jest bardzo mała. Poza tym zależność (10.31) nie opisuje rozkładu ε_G w całym mieszalniku. Dla miesiadła turbinowego o pochylonych łopatkach dostępne są informacje o rozkładach bezwymiarowej energii kinetycznej turbulencji k^* [62] przedstawione na rysunku 10.29. Obserwuje się zmniejszenie wartości energii kinetycznej w obecności fazy gazowej, przy czym silniejszy wpływ fazy gazowej na wartości k^* ma miejsce przy pompowaniu cieczy w górę.

10.1. Wnioski

Na podstawie dokonanego przeglądu trudno ocenić, która z metod obliczania lokalnych wartości szybkości dyssypacji energii na podstawie pomiarów prędkości metodami *LDA* i *PIV* pozwala na otrzymanie poprawnych, tzn. obarczonych najmniejszym błędem wartości. W chwili obecnej występują ograniczenia natury technicznej. I tak w przypadku metody opartej na równaniu definicyjnym (10.24) nawet przypadku użycia systemu 3D *PIV* konieczne będzie duże powiększenie. Dla przestrzennej skali Kolmogorowa $\eta = 0,03$ mm i obszaru poszukiwań o boku 32 pikseli w przypadku użycia posiadanych kamer *ImagerPro* bok pola przedmiotowego powinien mieć długość około 2 mm. Przy sensorze o wymiarach 15,3 mm x 15,3 mm daje to skalę odwzorowania ponad 7,5. Jest to wartość możliwa do osiągnięcia, jednak ze względu na spadek jasności obrazu spowodowany odsunięciem obiektu od sensora nie wiadomo, czy wystarczająca będzie moc lasera. Ponadto w tych warunkach konieczne będzie użycie cząstek traserów o mniejszych rozmiarach, gdyż po 7,5-krotnym powiększeniu średnica cząstki wyniesie 75 μm i będzie około 10 razy większa od wymiaru komórki światłoczułej w sensorze wynoszącej 7,4 μm .

Zastosowana metoda sumowania szybkości dyssypacji energii w objętościach kontrolnych i porównywania jej z wartością średnią dla całego mieszalnika wymaga, aby były one jak najmniejsze. Jednak, jak wykazano, przy różnych rozkładach lokalnych wartości ε , wartości sumaryczne mogą być takie same.

Największą użyteczność, przy najmniejszych wymaganiach pomiarowych, znajduje metoda oparta o równanie wymiarowe z założeniem, że charakterystycznym wymiarem liniowym jest średnica miesiadła, która – w przeciwieństwie do rozmiarów największych wirów – jest jednoznacznie określona. Do obliczania ε , na jej podstawie, nie jest wymagana duża szybkość próbkowania (pomiarów prędkości chwilowych). Zatem można ją stosować do danych uzyskanych metodą *LDA*, jak i *PIV*. Przy wspomnianym wcześniej uproszczeniu, metoda ta wymaga doświadczalnego wyznaczenia jednego współczynnika liczbowego (współczynnik C' w równaniu (10.1) lub C w równaniu (10.2)), który jednak

zależy od wielu parametrów, m.in. od rodzaju mieszadła, odległości między punktami pomiaru prędkości, lokalnych wartości skali Kołmogorowa itd.

W przypadku pomiarów *PIV* dobre rezultaty daje metoda oparta o równanie definicyjne (10.19) z korektą Smagorinskiego (równanie 10.26). Jednak i jej dokładność wymaga stosowania podczas pomiarów dużej rozdzielczości przestrzennej, czyli kamer o dużej liczbie pikseli w matrycy światłoczułej lub wykonywania pomiarów dla małych wycinków mieszalnika. Pierwszy przypadek jest związany z postępem technologicznym i wprowadzaniem kamer o coraz większych rozdzielczościach. Należy jednak pamiętać, że użycie dostępnej już kamery o rozdzielczości 16 Mpx, zamiast użytych w pomiarach 4 Mpx, zwiększy rozdzielczość liniową zaledwie dwukrotnie. Natomiast wykonywanie pomiarów na mniejszych powierzchniach wymaga żmudnego i precyzyjnego połączenia wszystkich obszarów pomiarowych podczas sumowania wartości lokalnych.

Metoda oparta o funkcję autokorelacyjną daje dobre wyniki przy stosowaniu uśredniania blokowego i całkowaniu funkcji autokorelacyjnej do pierwszego przecięcia z osią odciętych. Wymaga to jednak doświadczalnego wyznaczenia wartości współczynnika liczbowego A w równaniu (10.8).

Metody oparte o analizę widma energetycznego wymagają dużych częstości pomiarów prędkości chwilowych, co praktycznie eliminuje metodę *PIV*, a i w metodzie *LDA* nie zawsze jest możliwe do uzyskania. Jednak największym problemem jest właściwe określenie prędkości odniesienia umożliwiającej konieczne przejście z dziedziny częstotliwościowej na dziedzinę liczb falowych. Dodatkowe błędy wprowadza też konieczność przepróbkowywania sygnału, aby odstępów czasowych między wartościami prędkości chwilowych były jednakowe, gdyż warunek ten jest wymagany, aby za pomocą transformaty Fouriera przejść z dziedziny czasowej do częstotliwościowej.

Ze względu na pośredni sposób określania lokalnych wartości szybkości dyssypacji energii ich wartości mogą się między sobą znacząco różnić [50].

Użycie znacznika fluorescencyjnego umożliwia pomiary szybkości dyssypacji energii w układzie dwufazowym ciecz-gaz, jednak ze względu na rozpraszanie światła na powierzchni międzyfazowej nie są możliwe pomiary na większych wysokościach mieszalnika.

10.2. Literatura

- [1] Kresta S.M., Wood P.E., *The flow field produced by a pitched blade turbine: characterization of the turbulence and estimation of the dissipation rate*, Chemical Engineering Science, Vol. 48, No. 10, ss. 1761-1774, 1993.
- [2] Ståhl Wernerson E., *Some Fluid Dynamic Characteristics in the Scale-up of Rushton Turbine-Agitated Tanks*. Praca doktorska, Lund, 1997.
- [3] Stelmach J., Rżyski E., Rieger F., *Szybkość dyssypacji energii dla mieszadła tarczowego*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 42, 3s, ss. 143-, 2003.

- [4] Stelmach J., Rzyski E., Kania A., *Energy dissipation on the level of a self-aspirating disk impeller*, Mat. 11th European. Conference on Mixing, Bamberg, Niemcy, P19, ss. 405-412, 2003.
- [5] Kania A., Kuncewicz Cz., *Energy dissipation rate and the size of eddies in the tank with self-aspirating impeller*. Mat. 15th International Congress of Chemical & Process Engineering CHISA 2002, Praga, Rep. Czeska., P5.152 (CD-ROM).
- [6] Stelmach J., *Fluktuacje prędkości na wysokości samozasysającego mieszadła tarczowego*. Inżynieria. Chemiczna i Procesowa, 22, 3e, s.1315-1320, 2001.
- [7] Rzyski E., Stelmach J., *Fluktuacje prędkości podczas mieszania cieczy nieniutonowskiej*. Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 41 (33), 4s, s.113-115, 2002.
- [8] Kania A., *Hydrodynamika układu dwufazowego gaz-ciecz w aparatach z mieszadłami samozasysającymi*, Praca doktorska, Politechnika Łódzka, Łódź, 2004.
- [9] Stelmach J., *Pomiary prędkości cieczy w mieszalniku z użyciem znaczników przepływu*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 47 (40), 1, ss. 112-113, 2009.
- [10] Nobach H., Müller E., Tropea C., *Refined reconstruction techniques for LDA data analysis*, Materiały 8th International Symposium on Applied of Laser Technique to Fluid Mechanics, Lizbona, Portugalia, 1996.
- [11] Benedict L.H., Nobach H., Tropea C., *Benchmark tests for the estimation of power spectra from LDA signals*, Materiały 9th International Symposium on Applied of Laser Technique to Fluid Mechanics, Lizbona, Portugalia, 1998.
- [12] Gjelstrup P., Nobach H., Jørgensen F.E., Meyer K.E., *Experimental verification of novel spectral analysis algorithms for Laser Doppler Anemometry data*, Materiały 10th International Symposium on Applied of Laser Technique to Fluid Mechanics, Lizbona, Portugalia, 2000.
- [13] Nobach H., *Processing of stochastic sampled data in Laser Doppler Anemometry*, Materiały 3rd International Workshop on Sampling Theory & Applications.
- [14] Tummers M.J., Passchier D.M., *Spectral estimation using a variable window and the slotting technique with local normalization*, Measurement Science and Technology, 7, ss. 1541-1546, 1996.
- [15] van Maanen H.R.E., Nobach H., Benedict L.H., *Improved estimator for the slotted autocorrelation function of randomly sampled LDA data*, Measurement Science and Technology, 10, s. L4-L7, 1999.
- [16] Nobach H., *Local time estimation for the slotted correlation function of randomly sampled LDA data*, Experiments. in Fluids, 32, ss. 337-345, 2002.
- [17] Groszmann D.E., *Autocorrelation Techniques*, www.tufts.edu/Users2/TUFTL/htmlpages/Articles/pdt_folder/autocorrelation.pdf
- [18] Nobach H., *A global concept of autocorrelation and power spectral density estimation from LDA data sets*, Materiały 9th Int. International Symposium on Applied of Laser Technique to Fluid Mechanics, Lizbona, Portugalia, 1998.
- [19] Nobach H., Müller E., Tropea C., *Efficient estimation of power spectral density from laser Doppler anemometer data*, Experiments in Fluids, 24, s. 499-509, 1998.
- [20] Stelmach J., Rzyski E., *The application of sample and hold method in the processing of data obtained from a laser Doppler anemometer*, International Journal of Applied Mechanics & Engineering, 5, 4, ss. 1291-1303, 2000.
- [21] Ramond A., Millan P., *Measurements and treatment of LDA signals, comparison with hot-wire signals*. Experiments in Fluids, , 28, s. 58-63, 2000.
- [22] Smith S.W., *The scientist and engineer's guide to digital signal processing*. California Technical Publishing, San Diego 1999.

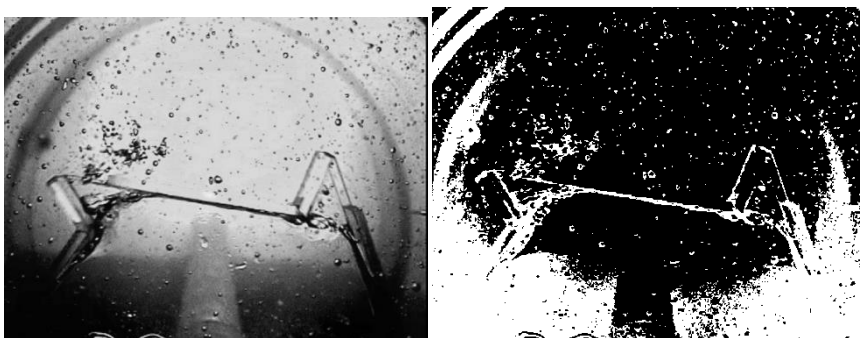
- [23] Hocking. W.K., *The dynamical parameters of turbulence theory as they apply to middle atmosphere studies*. Earth Planets Space, 51, s. 525-531, 1999.
- [24] Baldyga J., Bourne J.R., *Turbulent mixing and chemical reactions*, John Wiley & Sons, New York 1999.
- [25] Смольяков А., Ткаченко В., *Измерение турбулентных пульсаций*, Энергия, Ленинград 1980.
- [26] Фрост У, Моулден Т., *Турбулентность. Принципы и применения*, Мир, Москва 1980.
- [27] Elsner J.W., Drobnik St., *Metrologia turbulencji przepływów*. Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Wrocław 1995.
- [28] Kurasiński T., Kuncewicz Cz., Stelmach J., *Method of convective velocity determination from dissipative range of energy spectrum*, Chemical and Process Engineering, 33, 1, ss. 19-29, 2012.
- [29] Nishikawa M., Okamoto Y., Hashimoto K., Nagata S., *Turbulence energy spectra in baffled mixing vessels*. Journal of Chemical Engineering of Japan, 9, 6., ss. 489-494, 1976.
- [30] Talaga J., *Wyznaczanie dyssypacji kinetycznej energii burzliwości cieczy w mieszalniku*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 41 (33), 4s, ss. 134-136, 2002.
- [31] Stelmach J., Rżyski E., Rieger F., *Widmo energetyczne wirów w zbiorniku z tarczowym mieszadłem samozasysającym*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 42 (34), 3s, ss. 145-147, 2003.
- [32] Talaga J., *Metoda wyznaczania czasowej mikroskali turbulencji cieczy w oparciu o funkcję autokorelacji prędkości*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 44 (36), 5s, ss. 66-69, 2005.
- [33] Stelmach J., Kurasiński T., Kuncewicz Cz., *Analiza porównawcza wybranych metod obliczania szybkości dyssypacji energii*, Inżynieria Chemiczna i Procesowa, 26, ss. 201-215, 2005.
- [34] Baldi S., Hann D., Yianneskis M., *On the measurements of turbulence energy dissipation in stirred vessels with PIV techniques*, Materiały 10th International Symposium on Applied of Laser Technique to Fluid Mechanics, Lizbona, Portugalia, 2002.
- [35] Delafosse A., Collignon M.-L., Crine M., Toye D., *Estimation of the turbulent kinetic energy dissipation rate from 2D-PIV measurements in a vessel stirred by an axial Mixel TTP impeller*, Chemical Engineering Science, 66, ss. 1728-1737, 2011.
- [36] Tanaka T., Eaton J.K., *A correction method for measuring turbulence kinetic energy dissipation rate by PIV*, Experiments in Fluids, 42, ss. 893-902, 2007.
- [37] Sharp K.V., Kim K.C., Adrian R., *Dissipation estimation around a Rushton turbine using particle image velocimetry*, Materiały 9th International Symposium on Applied of Laser Technique to Fluid Mechanics, Lizbona, Portugalia, 1998.
- [38] Saarenrinne P., Piirto M., *Turbulent kinetic energy dissipation rate estimation from PIV vector fields*, Experiments in Fluids, [Supplement], ss. S300-S307, 2000.
- [39] Sheng J., Meng H., Fox R.O., *A large eddy PIV method for turbulence dissipation rate estimation*, Chemical Engineering Science, 55, ss. 4423-4434, 2000.
- [40] Kilander J., Rasmuson A., *Energy dissipation and macro instabilities in a stirred square tank investigated using an LE PIV approach and LDA measurements*, Chemical Engineering Science, 60, ss. 6844-6856, 2005.

- [41] Baldi S., Yianneskis M., *On the direct measurement of turbulence energy dissipation in stirred vessels with PIV*, Industrial Engineering and Chemical Research., 42, ss. 7006-7016, 2003.
- [42] de Jong J., Cao L., Woodward S.H., Salazar J.P.L.C., Collins L.R., Meng H., *Dissipation rate estimation from PIV in zero-mean isotropic turbulence*, Experiments in Fluids, 46, ss. 499-515, 2009.
- [43] Piirto M., Eloranta H., Saarenrinne P., *Interactive software for turbulence analysis from PIV vector data*, Materiały 10th International Symposium on Applied of Laser Technique to Fluid Mechanics, Lizbona, Portugalia, 2000.
- [44] Stelmach J., *Autocorrelation function and integral scale in the tank with a self-aspirating disk impeller*, Materiały 12th European Conference on Mixing, ss. 49-56, Bolonia, Włochy, 2006.
- [45] Micheletti M., Baldi S., Yeoh S.L., Ducci A., Papadakis G., Lee K.C., Yanneskis M., *On spatial and temporal variations and estimates of energy dissipation in stirred reactors*, Transactions of the Institution of Chemical Engineering, 82, ss. 1188-1198, 2004.
- [46] Ng K., Yianneskis M., *Observations on the distribution of energy dissipation in stirred vessels*, Transactions of the Institution of Chemical Engineering, 78, ss. 334-341, 2000.
- [47] Bartels C., Breuer M., Durst F., *Comparison between Direct Numerical Simulation and k - ϵ prediction of the flow in vessel stirred by a Rushton turbine*, Materiały 10th European Conference on Mixing, ss. 239-246, Delft, Holandia, 2000.
- [48] Baldi S., Ducci A., Yianneskis M., *Determination of dissipation rate in stirred vessels through direct measurement of fluctuating velocity gradients*, Materiały 11th European Conference on Mixing, ss. 21-29, Bamberg, Niemcy, 2003.
- [49] Podgórska W., *Prediction of the drop size distribution in the stirred tank for various impellers*, Materiały XI Ogólnopolskiego Seminarium Mieszanie, ss. 192-196, Łódź-Rogów, Polska, 2008.
- [50] Stelmach J., Kunciewicz Cz., *Analysis of methods for measuring energy dissipation rates in the tank with the use of a PIV system*, Materiały 14th European Conference on Mixing, ss. 443-448, Warszawa, Polska, 2012.
- [51] Pearson B.R., Krogstad P.-Å., Van de Water W., *Measurements of turbulent energy dissipation rate*, Physics of Fluids, Vol. 14, No. 3, ss. 1288-1290, 2002.
- [52] Xu D., Chen J., *Accurate estimate of turbulent dissipation rate using PIV data*, Experimental Thermal and Fluid Science, 44, ss. 662-672, 2013.
- [53] Tanaka T., Eaton J.K., *A correction method for measuring turbulence kinetic energy dissipation rate by PIV*, Experiments in Fluids, 42, ss. 893-902, 2007.
- [54] Sheng J., Meng H., Fox R.O., *A large eddy PIV method for turbulence dissipation rate estimation*, Chemical Engineering Science, 55, ss. 4423-4434, 2000.
- [55] Panow D.J., *Metody numeryczne rozwiązywania równań różniczkowych cząstkowych*, PWN, Warszawa 1955.
- [56] Kawase Y., Moo-Young M., *Mathematical models for design of bioreactors: Applications of Kolmogoroff's theory of isotropic turbulence*, The Chemical Engineering Journal, 43, ss. 19-41, 1990.
- [57] Clark R.A., Ferziger J.H., Reynolds W.C., *Evaluation of subgrid-scale models using an accurately simulated turbulent flow*, Journal of Fluid Mechanics, 91, ss. 1-16, 1979.

- [58] Zhou G., Kresta S.M., *Correlation of mean drop size and minimum drop size with the turbulence energy dissipation and the flow in an agitated tank*, Chemical Engineering Science, Vol. 53, No. 11, ss. 2063-2079, 1998.
- [59] Huchet F., Liné A., Morchain J., *Evaluation of local kinetic energy dissipation rate in the impeller stream of a Rushton turbine by time-resolved PIV*, Chemical Engineering Research and Design, 87, ss. 369-376, 2009.
- [60] Ducci A., Yianneskis M., *Turbulence kinetic energy transport processes in the impeller stream of stirred vessels*, Chemical Engineering Science 61, s. 2780-2790, 2006.
- [61] Zhipeng L., Bao Y., Gao Z., *PIV experiments and large eddy simulations of single-loop flow fields in Rushton turbine stirred tanks*, Chemical Engineering Science, 66, ss. 1219-1231, 2011.
- [62] Aubin J., Le Sauze N., Bertrand J., Fletcher D.F., Xuereb C., *PIV measurements of flow in an aerated tank stirred by a down- and an up-pumping axial flow impeller*, Experimental Thermal and Fluid Science, 28, ss. 447-456, 2004.
- [63] Gabriele A., Nienow A.W., Simmons M.J.H., *Use of angle resolved PIV to estimate local specific energy dissipation rates for up- and down-pumping pitched blade agitators in a stirred tank*, Chemical Engineering Science, 64, ss. 126-143, 2009.
- [64] Joshi J.B., Nere N.K., Rane C.V., Murthy B.N., Mathpati C.S., Patwardhan A.W., Ranade V.V., *CDF simulation of stirred tanks: Comparison of turbulence models. Part I: Radial flow impellers*, Canadian Journal of Chemical Engineering, 89, ss. 23-82, 2011.
- [65] Machado M.B., Nunhez J.R., Nober D., Kresta S.M., *Impeller characterization and selection: Balancing efficient hydrodynamics with process mixing requirements*, American Institute of Chemical Engineers, Vol. 58, No. 8, ss. 2573-2588, 2012.
- [66] Lee K.C., Yianneskis M., *Turbulence properties of the impeller stream of Rushton turbine*, AIChE Journal, 44, ss. 13-24, 1998.
- [67] Escudié r., Liné A., *Experimental analysis of hydrodynamics in a radially agitated tank*, AIChE Journal, 49, ss. 585-603, 2003.
- [68] Talaga J., *Analiza możliwości określania dyssypacji energii turbulencji cieczy w mieszalniku w oparciu o jednowymiarowe spektry energii*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 48 (4), 1, ss. 118-119, 2009.
- [69] Kurasiński T., Kuncewicz Cz., *Charakterystyka struktur wirowych generowanych przez mieszadło samozasysające*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 48 (4), 1, ss. 108-109, 2009.

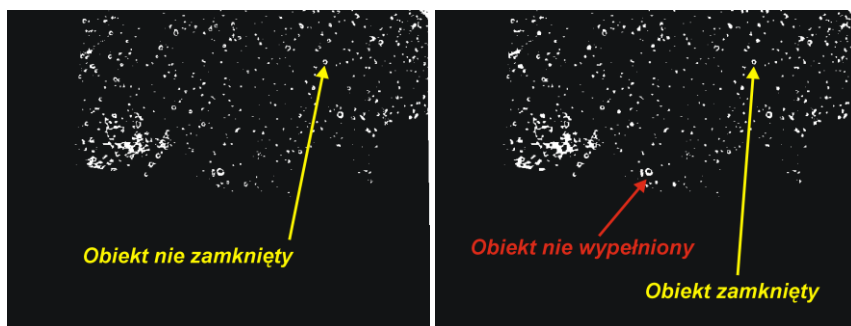
11. OKREŚLANIE ROZMIARÓW PĘCHERZYKÓW

Określanie rozmiarów pęcherzyków gazu na podstawie obrazów fotograficznych ma długą historię i daje zadowalającą dokładność pomiarów [1]. Najprostszym, ale i najbardziej pracochłonnym, sposobem jest bezpośredni pomiar na zdjęciach. Jednak przy dużej liczbie pęcherzyków jest to metoda nieekonomiczna i musi być zautomatyzowana; również wówczas najlepsze rezultaty są osiągane przy małej liczbie pęcherzyków gazu [2]. Wtedy określanie rozmiarów pęcherzyków na podstawie ich obrazów może być prowadzone dwoma sposobami. Pierwszy z nich opiera się na binaryzacji obrazu, tj. uzyskaniu obrazu, w którym występuje tylko czern i biel, przy czym przekształcenie odbywa się dla zadanego progu czułości – fragmenty jaśniejsze od wartości progowej są przekształcane w biel, zaś ciemniejsze w czern (rys. 11.1 – aby pęcherzyki były jasne najpierw odwrócono skalę tonalną).



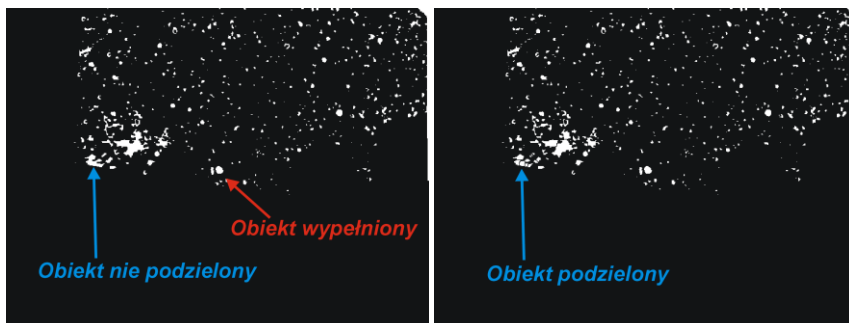
Rys. 11.1. Binarizacja obrazu po uprzednim odwróceniu skali tonalnej

Przez maskowanie można usunąć z obrazu zbędne elementy (rys. 11.2), aby pozostawić tylko zarysy pęcherzyków. Ponieważ w trakcie przekształcenia do obrazu dwubitowego, cienie na pęcherzykach mogły zostać źle zinterpretowane przez zastosowanie operacji morfologicznych, takich jak erozja, dylatacja [3], można zamknąć otwarte kontury (rys. 11.2).



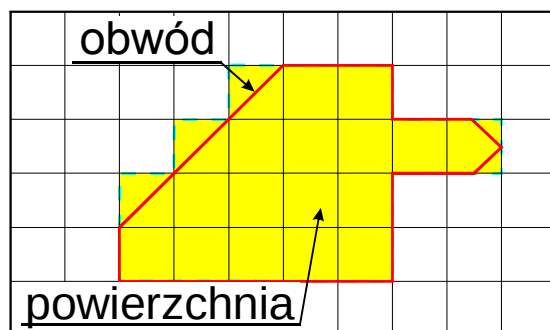
Rys. 11.2. Maskowanie i zamykanie konturów

Zamknięcie konturów pozwala na wypełnienie wewnątrz zamkniętych konturów i rozdzielanie zachodzących na siebie obiektów (rys. 11.3).



Rys. 11.3. Wypełnianie zamkniętych konturów i rozdzielanie obiektów

Uzyskanie oddzielnych obiektów przy znajomości rozdzielczości (np. w milimetrach na piksel) umożliwia określenie powierzchni i obwodu każdego widocznego obiektu (rys. 11.4).



Rys. 11.4. Określanie powierzchni i obwodu obiektu

Znajomość powierzchni rzutu pęcherzyka na płaszczyznę pozwala na obliczenie jego średnicy zastępczej

$$d_z = \sqrt{\frac{4 \cdot F}{\pi}} \quad (11.1)$$

oraz czynnika kształtu

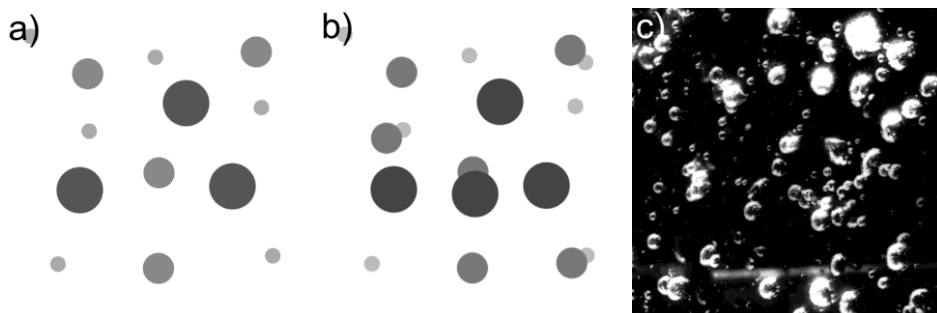
$$\Phi = \frac{4 \cdot \pi \cdot F}{Ob} \quad (11.2)$$

gdzie F jest widoczną na zdjęciu powierzchnią przekroju pęcherzyka, a Ob jego obwodem.

Metoda oparta na binaryzacji obrazów nie wymaga określenia kształtów obiektów, ale sprawdza się jedynie wówczas, gdy obiekty wzajemnie się nie przesłaniają. W tym przypadku lepsza jest metoda oparta na transformacji

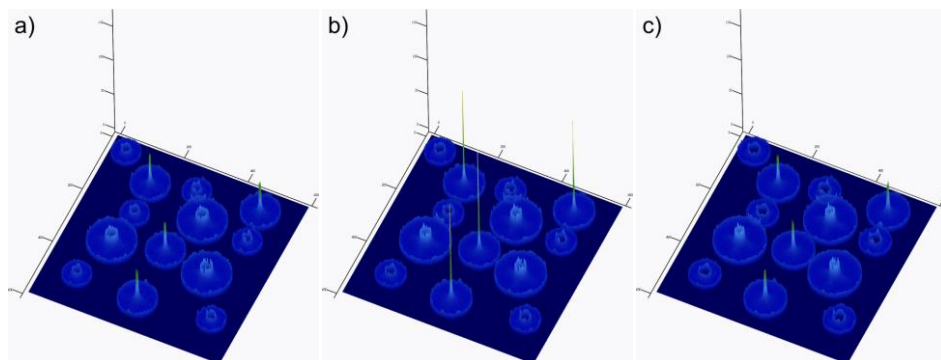
Hougha [4], ale ze względu na złożoność obliczeniową przy dużej liczbie pęcherzyków jej stosowność ogranicza się do obiektów kulistych.

Próby z kołową transformacją Hougha przeprowadzono na obrazach testowych przedstawionych na rysunku 11.5.



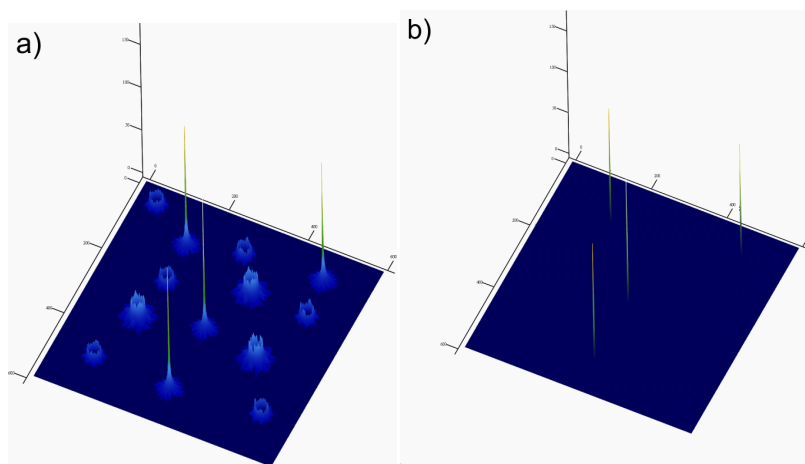
Rys. 11.5. Obrazy testowe

Aby zastosować transformację Hougha, należy najpierw określić krawędzie kół wyobrażających pęcherzyki i do tego celu użyto opisanej na wstępie metody Canny'ego (z tego też względu nie ma znaczenia czy obrazy pęcherzyków są jaśniejsze, czy ciemniejsze od tła). Następnie przesuwając się po tak uzyskanych liniach, rysowujemy okręgi o promieniach od 10 do 50 pikseli. Ze względu na rastrową strukturę obrazu użyto procedury Bresenhama rysowania okręgu. Dla każdego promienia w punktach przechodzenia okręgu zwiększano wartość akumulatora o jeden. W ten sposób w warstwie akumulatora odpowiadającej promieniowi okręgu powinno się uzyskać maksimum dla współrzędnych odpowiadających położeniu środka okręgu. Obliczenia wykonane na obrazie testowym z rys. 11.5a wykazały, że powstają fałszywe maksima oraz że dla promieni zbliżonych do promienia rzeczywistego również otrzymuje się maksima, chociaż o mniejszej wartości niż dla rzeczywistego promienia. Opisane sytuacje przedstawiono na rysunku 11.6.



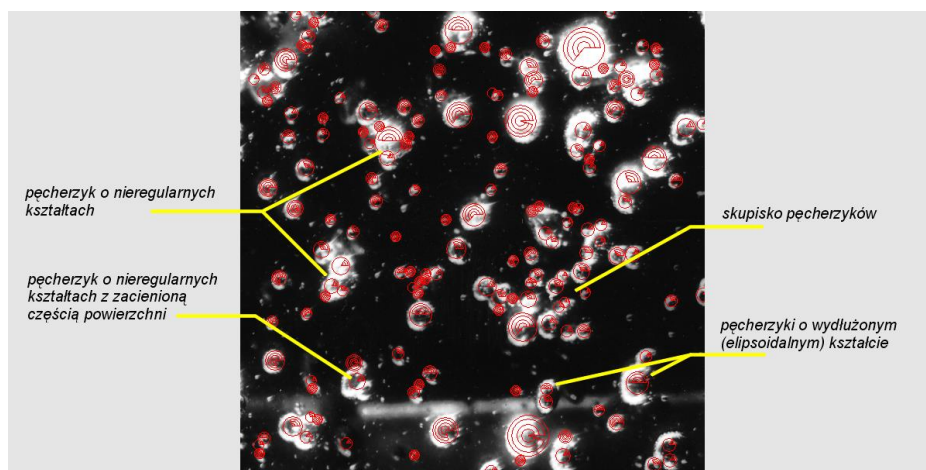
Rys. 11.6. Maksima dla promieni $R = 28, 30$ i 32 piksele

W celu wyeliminowania części fałszywych maksimów zastosowano dwie metody. W pierwszej, wspomnianej już wcześniej, wykorzystuje się informacje gradientowe i rysowuje łuki tylko w kierunku środka okręgu, co eliminuje „otoczki” wokół pików (rys. 11.7a). W drugiej metodzie wykorzystano informacje o liczbie pikseli tworzących okrąg o znanym promieniu – taka sama powinna być wartość maksimum. Przykładając wagę z zakresu od $w = 0$ do 1 do wartości maksymalnej, można odciąć mniejsze wartości i pozostawić same piki (rys. 11.7b). Jednak wówczas można rozpoznać okrąg na podstawie łuku, którego obwód stanowi przynajmniej taki ułamek obwodu okręgu jak zastosowana waga.



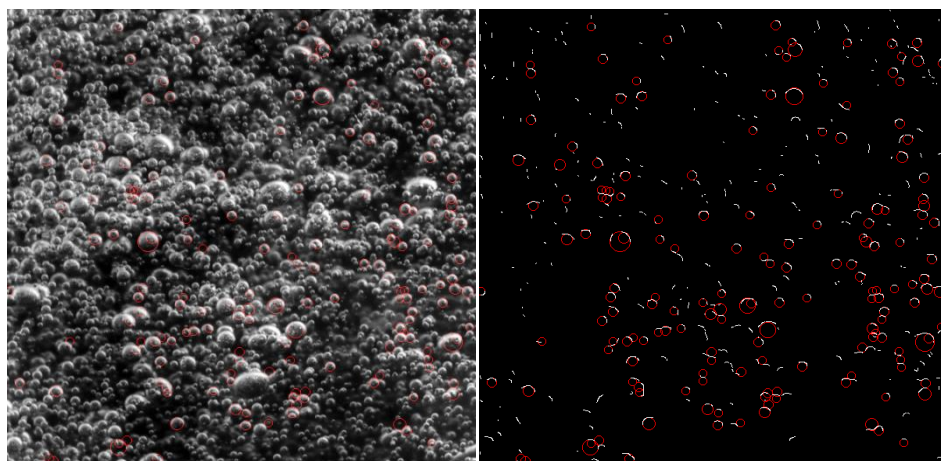
Rys. 11.7. Efekt rysowywania łuków $R = 30$ i odcięcia dolnych wartości dla $w = 0,25$

Rzeczywisty obraz pęcherzyków (rys. 11.5c) nie jest tak dobry jakościowo jak spreparowane obrazy testowe i zawiera obrazy pęcherzyków bardzo różniące się wielkością. Przed użyciem procedury określania krawędzi obraz ten powinien być poddany obróbce wstępnej (odszumianie, zmiana kontrastu, erozja lub/i dylatacja). Zdecydowano się jednak przeprowadzić badania na obrazie surowym, aby sprawdzić uzyskane wyniki dla tak niesprzyjających warunków. Ze względu na powstające odbłaski jako pęcherzyki są również rozpoznawane bliki świetlne (rys. 11.13 wraz z opisem). Z tego też względu programowo usuwane są obiekty całkowicie zawarte wewnątrz innych obiektów. Wyniki uzyskane dla zakresu promieni od 7 do 50 pikseli przedstawiono na rysunku 11.8. Dobrze rozpoznawane są kształty koliste, nawet zachodzące na siebie. Natomiast, jak należało się spodziewać, kształty zbliżone do eliptycznych lub nieregularne są traktowane jak kilka mniejszych pęcherzyków.



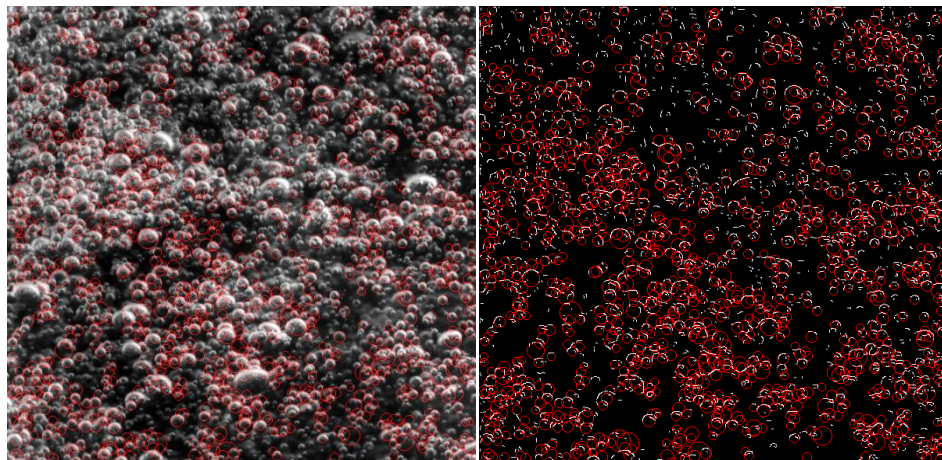
Rys. 11.8. Rozpoznane rozmiary pęcherzyków

Na rysunku 11.8, między pęcherzykami, widoczne są duże wolne przestrzenie. Zwiększanie zatrzymania fazy gazowej prowadzi do sytuacji, w której obrazy pęcherzyków zachodzą na siebie. Wówczas bardzo duży wpływ na wynik określania wielkości pęcherzyków ma etap wykrywania krawędzi pęcherzyków. Wartości odpowiednich parametrów, których liczba zależy od stosowanej metody, są ustalane doświadczalnie. Problem ten ilustrują rysunki 11.9-11.12, w przypadku których do wykrywania krawędzi zastosowano metodę Canny'ego. Ustawienie dużej wartości progu dolnego i przyjęcie dla progu górnego podwojonej wartości dla progu dolnego, skutkuje małą liczbą wykrytych krawędzi, a przez to i znalezionych pęcherzyków (rys. 11.9).

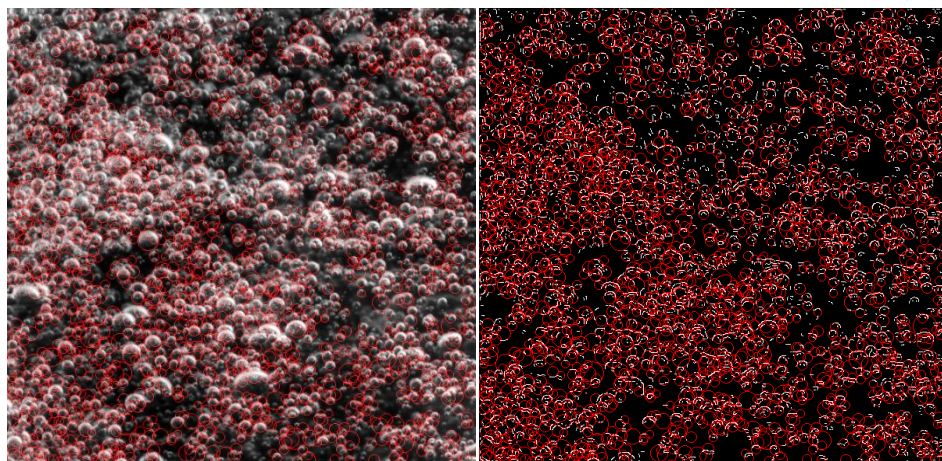


Rys. 11.9. Bardzo mała liczba znalezionych pęcherzyków
(wykrywanie krawędzi metodą Canny'ego $\sigma = 1$, $T_d = 90$, $T_g = 180$)

Zmniejszanie wartości progu dolnego zwiększa liczbę wykrytych pęcherzyków (rys. 11.10) aż do osiągnięcia najlepszego rezultatu (rys. 11.11).

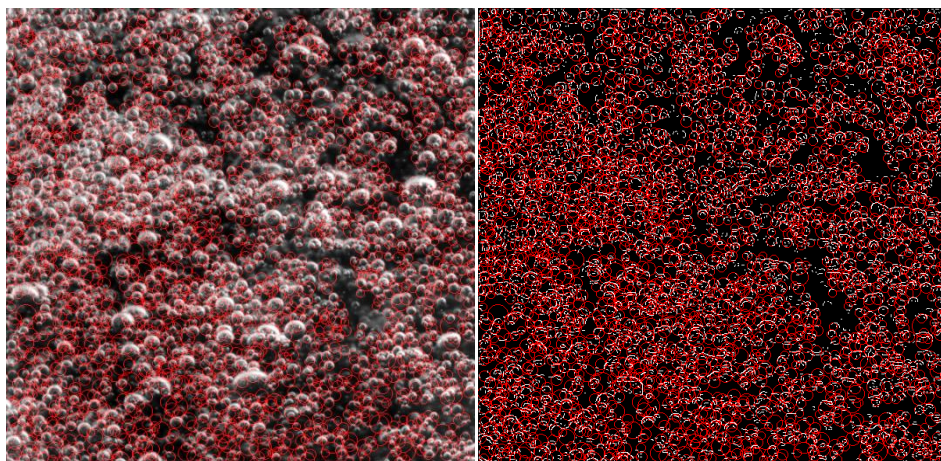


Rys. 11.10. Mała liczba znalezionych pęcherzyków
(wykrywanie krawędzi metodą Canny'ego $\sigma = 1$, $T_d = 60$, $T_g = 120$)



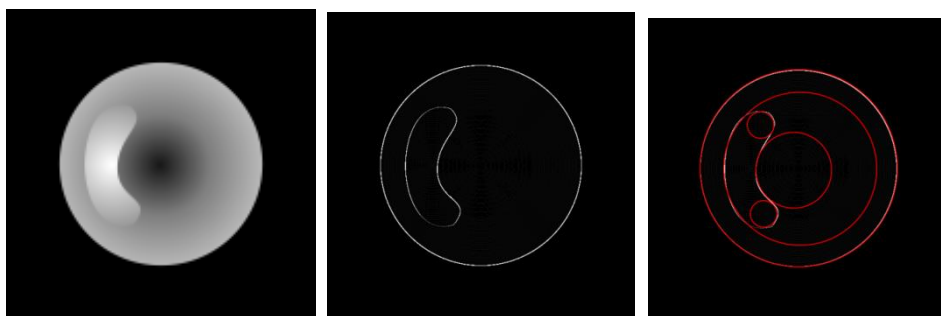
Rys. 11.11. Najlepszy rezultat
(wykrywanie krawędzi metodą Canny'ego $\sigma = 1$, $T_d = 45$, $T_g = 90$)

Jednak ustawienie zbyt małej wartości progu dolnego powoduje, że „wykrywane” są nieistniejące pęcherzyki (rys. 11.12). Optymalne wartości parametrów metody wykrywania krawędzi zależą od wielu czynników, a m.in: liczebności pęcherzyków, warunków oświetlenia, jasności tła. Nie jest możliwe automatyczne dobieranie poprawnych wartości.



Rys. 11.12. Zbyt dużo znalezionych pęcherzyków
(wykrywanie krawędzi metodą Canny'ego $\sigma = 1$, $T_d = 30$, $T_g = 60$)

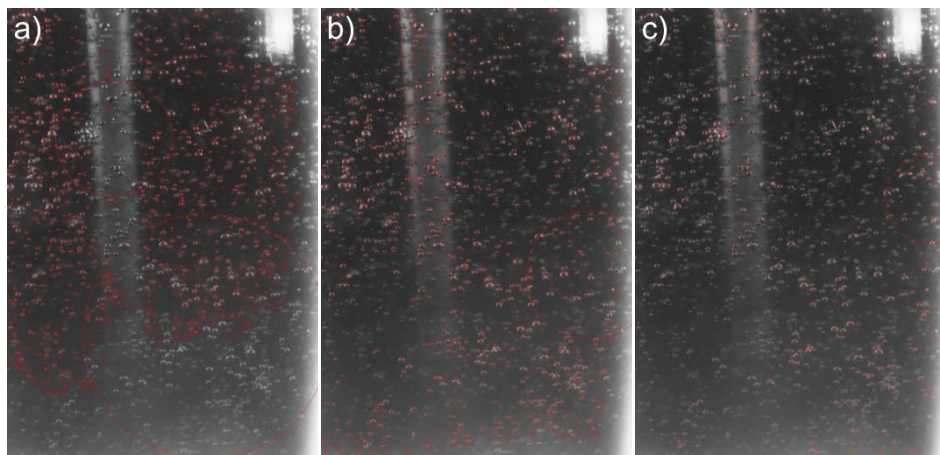
Innym problemem są odbłaski powstające na powierzchni pęcherzyków, schematycznie przedstawione na rysunku 11.13. Występujące wówczas kontrasty powodują wykrycie dodatkowych krawędzi, które biorą udział w procesie znajdowania okręgów. Ponieważ okręgi znalezione w oparciu o wykryte krawędzie odbłasków leżą wewnątrz okręgu, określonego na podstawie krawędzi pęcherzyka, to stosunkowo łatwo je wyeliminować przez porównywanie odległości środków okręgów z sumą ich promieni, pod warunkiem, że kontury największych pęcherzyków zostały prawidłowo określone.



Rys. 11.13. Obraz testowy pęcherzyka z odbłaskami, wykryte krawędzie i znalezione okręgi

Pomimo dużej liczby parametrów, a może dzięki temu, metoda określania rozmiarów pęcherzyków w oparciu o wyznaczone krawędzie obrazów pęcherzyków daje znacznie lepsze rezultaty od metody opartej na binaryzacji obrazów przy zadanej wartości progowej. Na rysunku 11.14 przedstawiono wyniki uzyskane w programie komercyjnym *Sigma Scan Pro* przy trzech różnych wartościach

progowych jasności wynoszących 64 (rys. 11.14a), 96 (rys. 11.14b) i 128 (rys. 11.14c).



Rys. 11.14. Rozmiary pęcherzyków w roztworze soli nad mieszadłem dla warunków $H = 300 \text{ mm}$, $N = 400 \text{ min}^{-1}$, $D = 125 \text{ mm}$

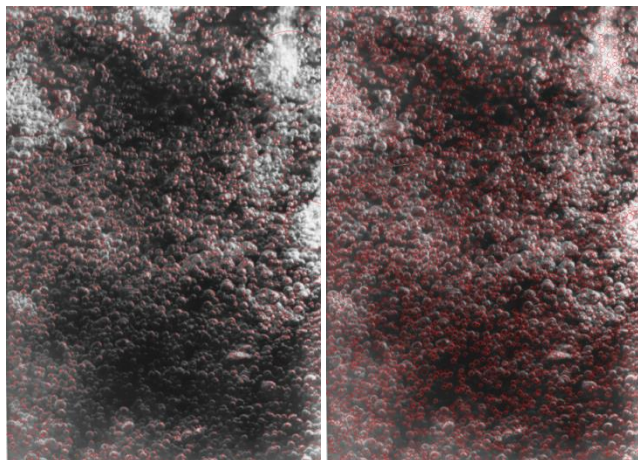
Zmniejszanie progu binaryzacji skutkuje zwiększeniem liczby poprawnie „zwympiarowanych” pęcherzyków, ale dolna część zdjęcia o mniejszej jasności nie została uwzględniona w obliczeniach (dokładniej została potraktowana jako jeden duży pęcherz). Zastosowanie transformacji Hougha prowadzi do rezultatów przedstawionych na rysunku 11.15.



Rys. 11.15. Pęcherzyki rozpoznane przez zastosowanie transformacji Hougha

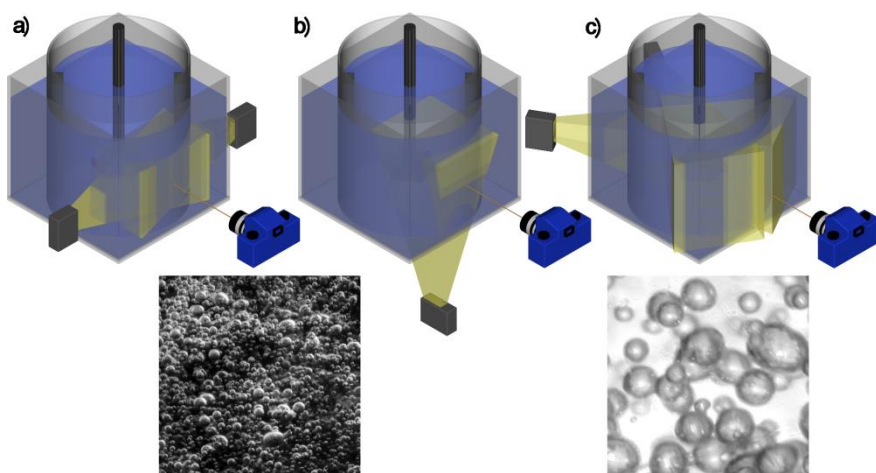
Znacznie większe różnice w określaniu wielkości pęcherzyków występują przy większych zatrzymaniach fazy gazowej. Na rysunku 11.16 przedstawiono

wyniki otrzymane dla częstości obrotowej mieszadła $N = 600 \text{ min}^{-1}$ dla różnych wartości parametrów metody Canny'ego przy rozpoznawaniu krawędzi.



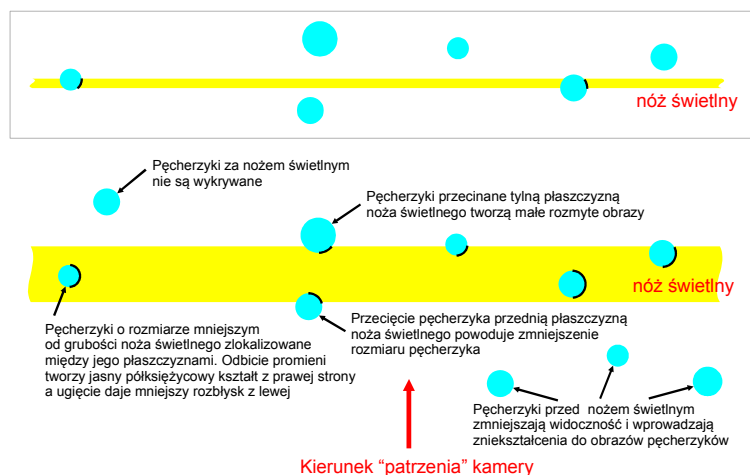
Rys. 11.16. Rozmiary pęcherzyków w roztworze soli nad mieszadłem dla warunków $H = 300 \text{ mm}$, $N = 600 \text{ min}^{-1}$, $D = 125 \text{ mm}$

Niezależnie od stosowanej metody określania rozmiarów pęcherzyków, proces ten może być ułatwiony przez zastosowanie właściwego oświetlenia. Ze względu na wymagane krótkie czasy naświetlania, aby uniknąć nieostrości spowodowanej ruchem pęcherzyków, stosowane jest przede wszystkim oświetlenie błyskowe (impulsowe) o czasie trwania ok. 1 ms lub krótszym. Na rysunku 11.17 przedstawiono możliwe warianty ustawienia aparatu i oświetlaczy oraz uzyskane obrazy.



Rys. 11.17. Ustawienia aparatu i lamp błyskowych oraz otrzymywane rezultaty

Oświetlenie boczne i dolne stanowią w istocie jeden sposób oświetlenia, gdy oś optyczna obiektu jest prostopadła do osi strumienia świetlnego. Oświetlenie tylne w założeniu powinno dać obrazy pęcherzyków na jasnym tle i jest zwykle stosowane do oświetlania urządzeń kolumnowych [5]. W przypadku mieszalnika, aby wyeliminować strefę cienia rzucanego przez wał, konieczne jest użycie dwóch lamp ustawionych skośnie. W praktyce stosowano dwa pozostałe warianty. Ustawienie aparatu osią optyczną prostopadłą do ścianki bocznej zbiornika umożliwiało fotografowanie pęcherzyków znajdujących się przy ścianie. Natomiast umiejscowienie aparatu pod dnem mieszalnika daje obrazy w oświetlonym przekroju mieszalnika. Oświetlacze mogą być połączone z tunelami świetlnymi ograniczającymi grubość oświetlanej warstwy cieczy. Zmniejszanie grubości oświetlanej warstwy cieczy (noża świetlnego) może prowadzić do kolejnych problemów zilustrowanych na rysunku 11.18.



Rys. 11.18. Oświetlenie pęcherzyków w zależności od grubości noża świetlnego [6]

Przy grubości noża świetlnego mniejszej od rozmiarów pęcherzyków istnieje niebezpieczeństwo uzyskania zaniżonych wartości średnic, gdyż znaczna liczba pęcherzyków zostanie oświetlona poniżej lub powyżej ich płaszczyzny równikowej. Również w tym przypadku mogą zachodzić dodatkowe odbicia promieni światła, powodujące zniekształcenia obrazów pęcherzyków lub odbłaski. Pewnym rozwiązaniem tego problemu może być odtworzenie kuli (pęcherzyka) na podstawie zarejestrowanego obrazu pęcherzyka [7, 23] lub korekcja statystyczna [8].

11.1. Omówienie wyników uzyskanych przez binaryzację

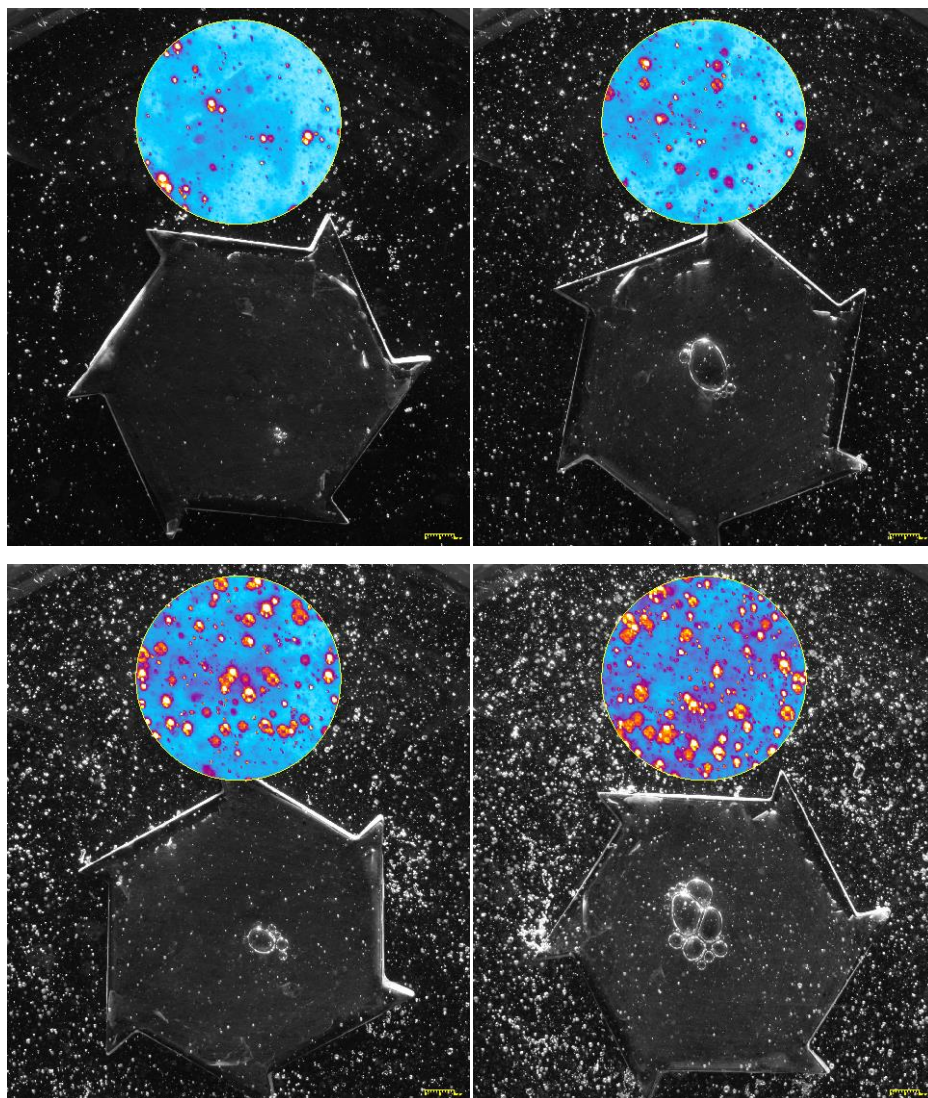
Jak wspomniano wcześniej, metoda oparta na binaryzacji obrazów może być stosowana dla niewielkiej liczebności pęcherzyków. W przypadku mieszadeł

samozasysających niewielkie ilości pęcherzyków o małych rozmiarach występują w początkowej fazie samozasysania [9], a rozkłady ich wielkości są zbliżone do rozkładu logarytmiczno-normalnego [10, 11]. Doświadczenia przeprowadzono w zbiorniku o średnicy $T = 292$ mm, wyposażonym w cztery standardowe przegrody. Użyto samozasysających mieszadeł tarczowych o średnicach $D = 100$, 125 i 150 mm, zawieszonych na wysokości $h = 65$ mm nad dnem mieszalnika. Wysokości słupa wody w mieszalniku wynosiły $H = 150$, 200, 250 i 300 mm. Częstości obrotowe mieszadeł i wartości zmodyfikowanej liczby Froude’a zestawiono w tabeli 11.1, natomiast schemat aparatury oświetlenia przedstawiono na rysunku 11.17c.

Tabela 11.1. Częstości obrotowe mieszadeł

$D = 100$ mm			$D = 125$ mm			$D = 150$ mm		
H [mm]	N [min ⁻¹]	Fr' [-]	H [mm]	N [min ⁻¹]	Fr' [-]	H [mm]	N [min ⁻¹]	Fr' [-]
150	269	0,241	150	227	0,268	150	175	0,230
	282	0,265		231	0,278		181	0,246
	295	0,290		239	0,297		188	0,265
	308	0,316		243	0,307		194	0,282
200	324	0,220	200	278	0,253	200	217	0,222
	333	0,233		281	0,259		223	0,235
	347	0,253		284	0,264		230	0,250
	357	0,267		292	0,279		238	0,267
250	372	0,212	250	313	0,234	250	241	0,200
	379	0,220		320	0,245		245	0,207
	387	0,229		325	0,253		251	0,217
	400	0,245		334	0,267		260	0,233
300	415	0,208	300	345	0,224	300	275	0,205
	420	0,213		350	0,231		277	0,208
	427	0,220		355	0,237		280	0,213
	436	0,229		360	0,244		285	0,220
	444	0,238						
	455	0,249						

Cyfrowy aparat fotograficzny *Canon EOS 20D* o rozdzielczości 8,2 megapikseli był umieszczony pod dnem zbiornika w taki sposób, że oś wału pokrywała się z osią optyczną obiektywu. Wnętrze zbiornika na wysokości zawieszenia mieszadła oświetlano przez tunel świetlny lampą błyskową. Czas trwania błysku wynosił 0,0002 s i był wystarczający do uzyskania nieporuszonych obrazów (rys. 11.19).

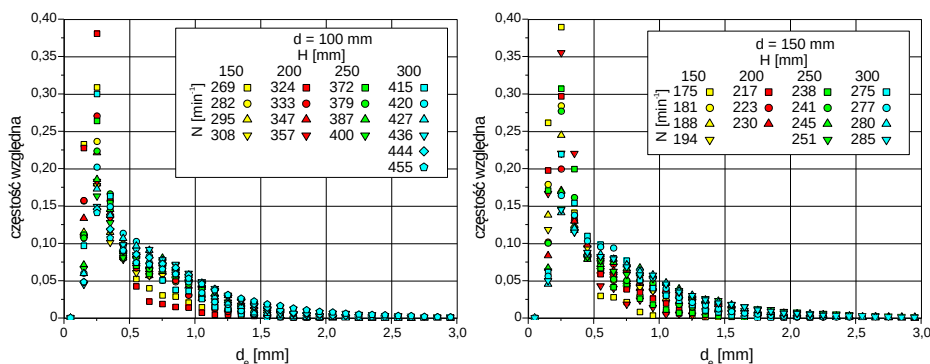


Rys. 11.19. Obrazy pęcherzyków powietrza dla warunków: $D = 125$ mm, $H = 250$ mm i $N = 313, 320, 325$ i 334 min⁻¹

Średnice zastępcze rzutów pęcherzyków określono stosując wstępną obróbkę cyfrową w programie *Corel PhotoPaint*. Na tym etapie obróbki powiększano kontrast i maskowano mieszadło oraz przegrody. Dalszą obróbkę przeprowadzano w programie *SigmaScan Pro*. Jej rezultatem były wartości współczynnika kształtu i średnicy zastępczej rzutów pęcherzyków na płaszczyznę obrazową. Dla każdej kombinacji średnicy mieszadła, jego częstotliwości obrotowej i wysokości cieczy nad nim analizowano po pięć obrazów. Całkowite liczebności pęcherzyków wynosiły od 1472 do niemal 30000, przy

czym większe liczebności odnoszą się do warunków odpowiadających większym wartościom zmodyfikowanej liczby Froude'a. W trakcie wcześniejszych badań stwierdzono, że w przebadanym zakresie średnic mieszań, jego częstotliwości obrotowej i wysokości cieczy w zbiorniku kształty rzutów pęcherzyków są bliskie kołowym [9]. Pozwala to na przyjęcie tezy o kulistym kształcie pęcherzy. Wówczas średnica rzutu jest średnicą kulistego pęcherza.

Średnice pęcherzy klasyfikowano do przedziałów szeregu rozdzielczego o szerokości 0,1 mm. Pozwoliło to obliczyć względną częstość wystąpień pęcherzy z każdego przedziału. Na rysunku 11.20 przedstawiono przykładowe rozkłady względnych częstości występowania pęcherzyków zakwalifikowanych do poszczególnych przedziałów szeregu rozdzielczego.



Rys. 11.20. Względne częstości występowania pęcherzy [3]

Jak wynika z analizy rysunku 11.20 dominują małe pęcherze, których średnice nie przekraczają 0,5 mm. Najwięcej, bo nawet 30%, obserwuje się pęcherzy o średnicach zbliżonych do 0,25 mm. Natomiast bardzo mało występuje pęcherzy o rozmiarach większych od 1,5 mm. Jednak dla określonej średnicy mieszań i wysokości cieczy nad nim jest zauważalny wzrost udziału pęcherzy o większych rozmiarach przy zwiększaniu częstotliwości obrotowej.

Zgodnie z przewidywaniami rozkłady wykazują asymetrię prawostronną i dlatego uzyskane doświadczalnie rozkłady średnic pęcherzyków (rys. 11.20) zdecydowano się aproksymować następującymi rozkładami [9]:

- 1) rozkładem logarytmiczno-normalnym o parametrach μ_x i σ_x obliczonych na podstawie danych doświadczalnych

$$f(x) = \frac{1}{x \cdot \sigma_x \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot \exp \left[-\frac{(\ln x - \mu_x)^2}{2 \cdot \sigma_x^2} \right] \quad (11.3)$$

- 2) rozkładem gamma z wartościami parametrów α i β określonymi iteracyjnie

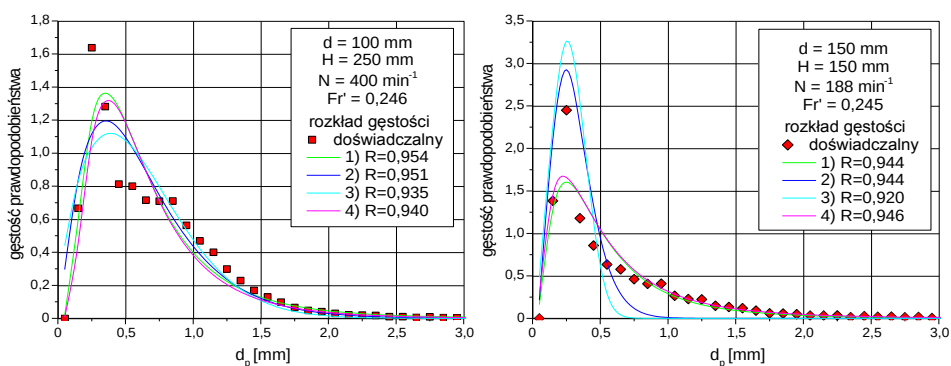
$$f(x) = \frac{1}{\beta^\alpha \cdot \Gamma(\alpha)} \cdot x^{\alpha-1} \cdot \exp \left(-\frac{x}{\beta} \right) \quad (11.4)$$

- 3) rozkładem opisanym zależnością (11.5) z wartościami parametrów a oraz b określonymi iteracyjnie

$$f(x) = \frac{b}{a^b} \cdot x^{b-1} \cdot \exp\left[-\left(\frac{x}{a}\right)^b\right] \quad (11.5)$$

- 4) rozkładem logarytmiczno-normalnym o parametrach określonych iteracyjnie.

Kryterium porównawczym była wartość współczynnika korelacji, przy czym maksymalizacja tego współczynnika była kryterium służącym do iteracyjnego określenia wartości parametrów rozkładów. Na rysunku 11.21 przedstawiono przykładowo uzyskane dopasowania dla mieszadeł o różnych średnicach, ale dla zbliżonych wartości liczby Fr' .



Rys. 11.21. Aproksymacje rozkładów

Mimo iż wartości zmodyfikowanej liczby Froude'a są zbliżone, to dla mieszadła o większej średnicy gęstość prawdopodobieństwa dla pęcherzy o najmniejszych rozmiarach jest około dwa razy większa. Oznacza to większą asymetrię rozkładu pęcherzy dyspergowanych przez większe mieszadło. Jednocześnie można zauważyć, że przy mniejszej asymetrii rozkładu wszystkie funkcje aproksymujące mają bardzo podobne przebiegi. Natomiast przy większej asymetrii rozkład logarytmiczno-normalny – w przeciwieństwie do rozkładu gamma – źle opisuje pik, a dobrze „ogon”. Jednak wartości współczynników korelacji są zbliżone i trudno ocenić, który rozkład teoretyczny jest lepszy do opisu punktów doświadczalnych. Na podstawie uśrednionych dla wszystkich pomiarów wartości współczynnika korelacji oraz odchylenia standardowego tychże współczynników stwierdzono, że rozkład logarytmiczno-normalny i rozkład gamma dobrze aproksymują uzyskane doświadczalnie rozkłady gęstości prawdopodobieństwa występowania pęcherzyków o określonych rozmiarach.

Ponieważ dla aproksymacji (zależność 11.3) wartości parametrów dopasowania są jednoznacznie obliczane z danych doświadczalnych przyjęto, że rozkład logarytmiczno-normalny można stosować do opisu rozkładu wielkości pęcherzy gazowych w początkowej fazie samozasysania (gdy wartości liczby Fr' są niewiele większe od wartości krytycznej, przy której rozpoczyna się wypływ gazu z otworów mieszadła). Dla tego rozkładu zależność parametrów od zmiennych procesowych opisano równaniami [3]

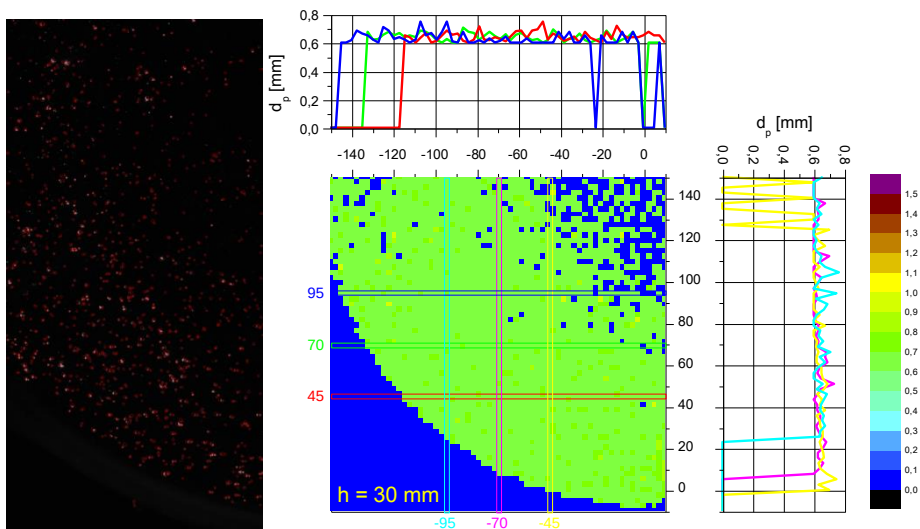
$$\mu_x = -0,0089 \cdot Fr'^{-2,455} \cdot \left(\frac{H-h}{T}\right)^{-0,759} \cdot \left(\frac{D}{T}\right)^{-0,453} \quad (11.6)$$

$$\sigma_x = \frac{4,391 \cdot Fr'^{-0,79}}{\left(\frac{H-h}{T}\right)^{-0,134} \cdot \left(\frac{D}{T}\right)^{-0,338}} \quad (11.7)$$

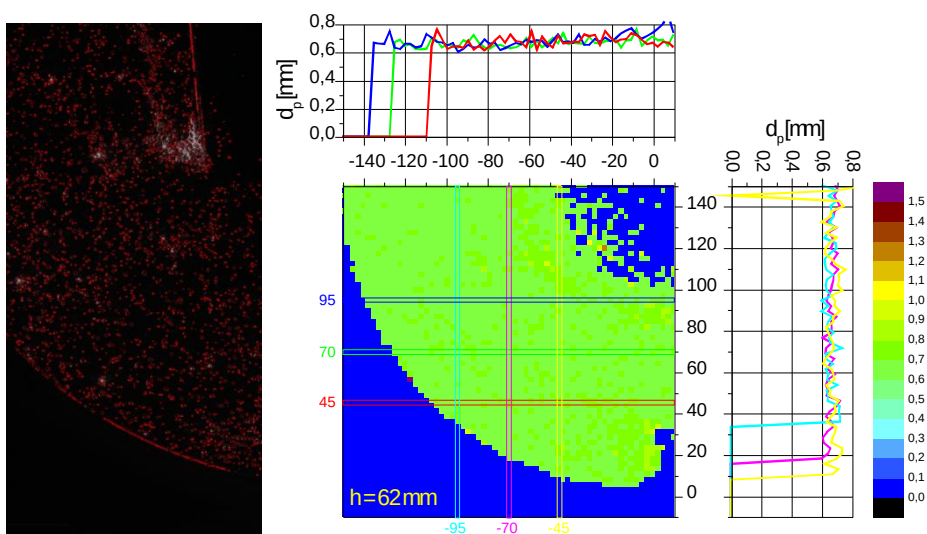
Dla zależności (11.6) wartość współczynnika korelacji wynosi $R = 0,840$ przy średnim błędzie względnym dopasowania $\Delta = \pm 13,3\%$, a dla zależności (11.7) wartości te wynoszą odpowiednio $R = 0,909$ i $\Delta = \pm 4,8\%$. Na podstawie gęstości rozkładu rozmiarów pęcherzyków można aproksymować ich średni rozmiar [19].

11.2. Omówienie wyników uzyskanych przez transformację Hougha

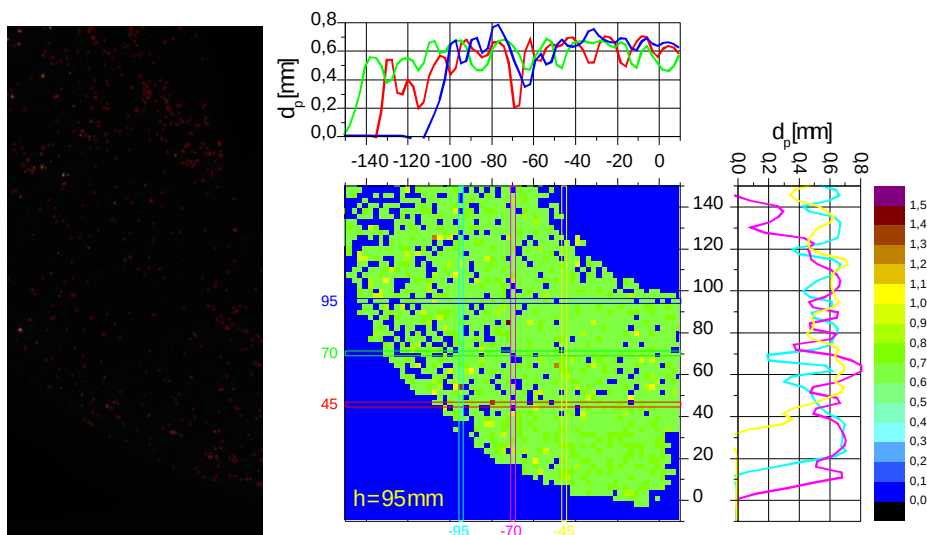
Podczas pomiarów prędkości pęcherzyków metodą *PIV* (rozdział 5) otrzymano obrazy pęcherzyków w poprzecznych przekrojach mieszalnika wypełnionego roztworem NaCl o stężeniu molowym odpowiadającym stężeniu jonów w pomiarach współczynnika wnikania masy metodą elektrochemiczną (rozdział 12). Informacje literaturowe [12] wskazują, że zmiany stężenia NaCl praktycznie nie wpływają na rozmiary pęcherzyków. Stosując wielkość pola taką samą jak przy określaniu prędkości (32x32 px), dokonano uśredniania rozmiarów pęcherzyków w poszczególnych polach na podstawie 10 zdjęć. Na rysunkach 11.22, 11.23 i 11.24 przedstawiono rozkłady średnich średnic pęcherzyków na wysokościach $H = 30, 62$ i 95 mm dla początkowej fazy dyspergowania gazu ($N = 360 \text{ min}^{-1}$). Dla tych parametrów procesowych uzyskano równomierne rozkłady wielkości pęcherzyków w badanych przekrojach. Stwierdzono jednak różną liczebność pęcherzyków w zależności od odległości od dna. Największa koncentracja pęcherzyków występuje na wysokości mieszadła. Na podstawie przeprowadzonych obliczeń dla tych warunków można przyjąć średnią średnicę pęcherzyków równą $d_p = 0,65$ mm.



Rys. 11.22. Rozmiary pęcherzyków dla $H = 30 \text{ mm}$ i $N = 360 \text{ min}^{-1}$

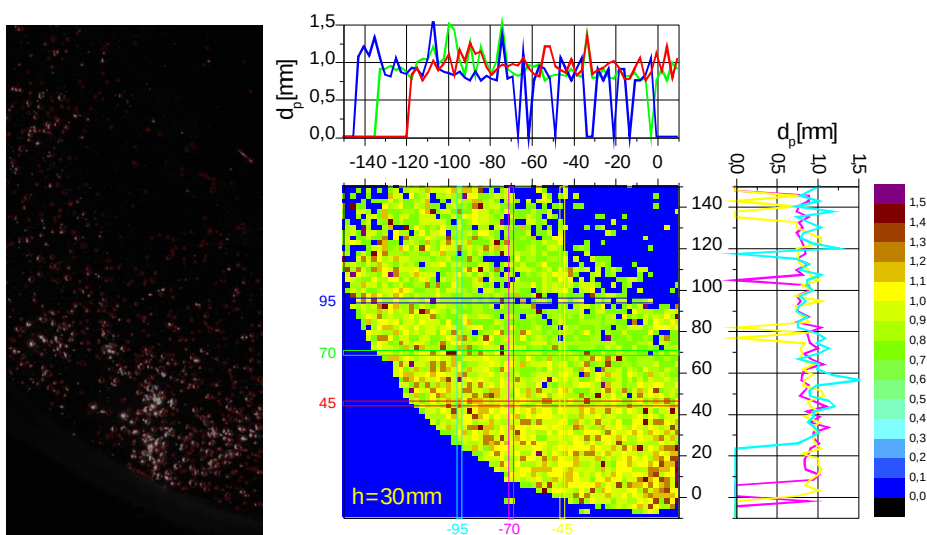


Rys. 11.23. Rozmiary pęcherzyków dla $H = 62 \text{ mm}$ (poziom mieszadła) i $N = 360 \text{ min}^{-1}$

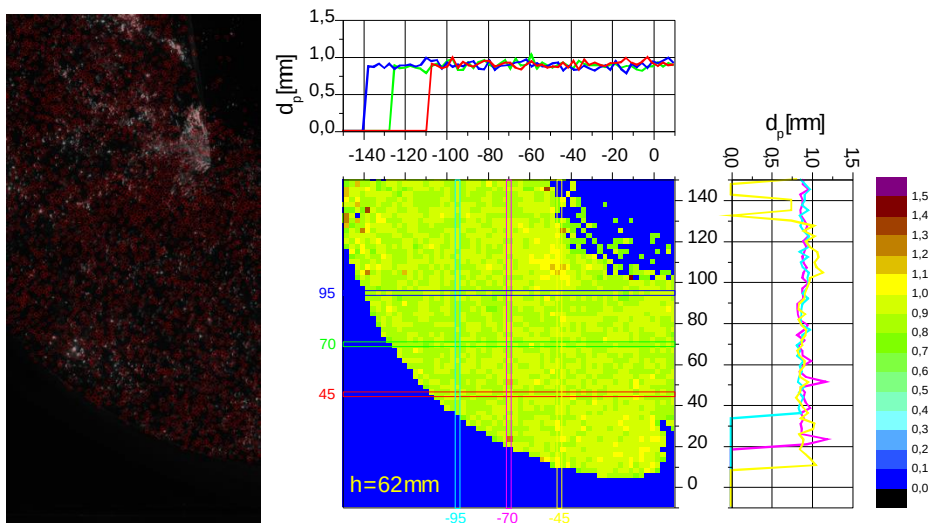


Rys. 11.24. Rozmiary pęcherzyków dla $H = 95$ mm i $N = 360 \text{ min}^{-1}$

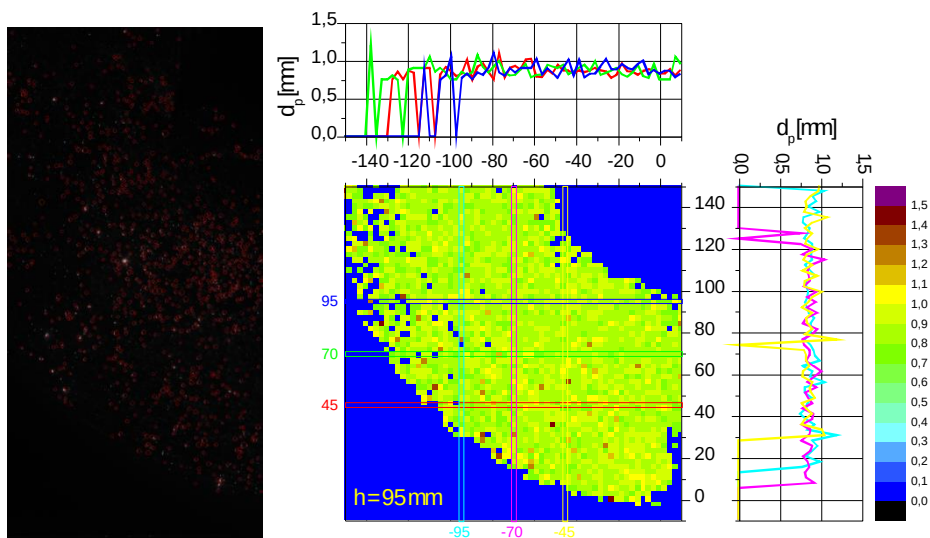
Zwiększenie częstości obrotowej mieszadła powoduje zwiększenie rozmiarów pęcherzyków, co przedstawiają rysunki od 11.25 do 11.27. Można również zaobserwować zwiększone rozmiary pęcherzyków w pobliżu przegrody, co może być spowodowane ich koalescencją. Również koalescencją oraz sposobem cyrkulacji cieczy (składowa osiowa skierowana w dół) można tłumaczyć zwiększone rozmiary pęcherzyków poniżej poziomu mieszadła w pobliżu ścianki zbiornika.



Rys. 11.25. Rozmiary pęcherzyków dla $H = 30$ mm i $N = 400 \text{ min}^{-1}$

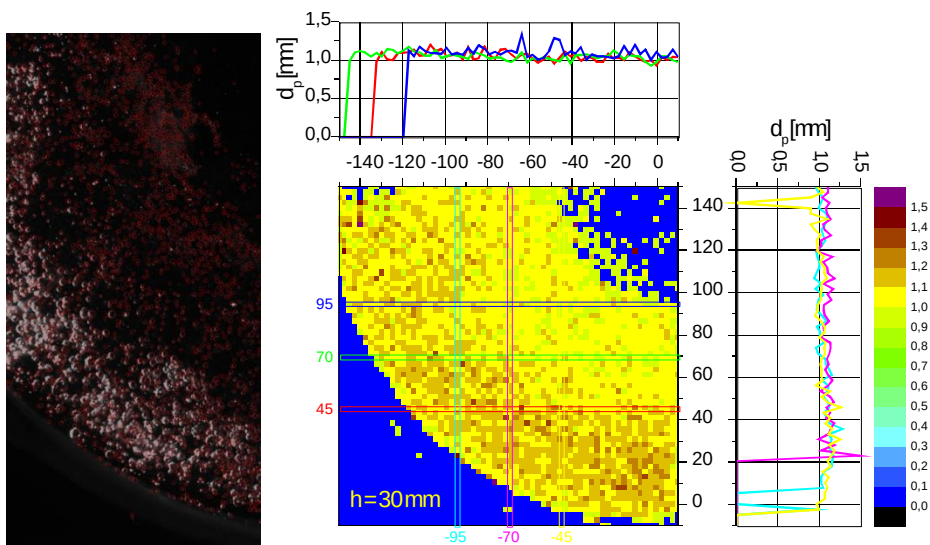


Rys. 11.26. Rozmiary pęcherzyków dla $H = 62 \text{ mm}$ i $N = 400 \text{ min}^{-1}$

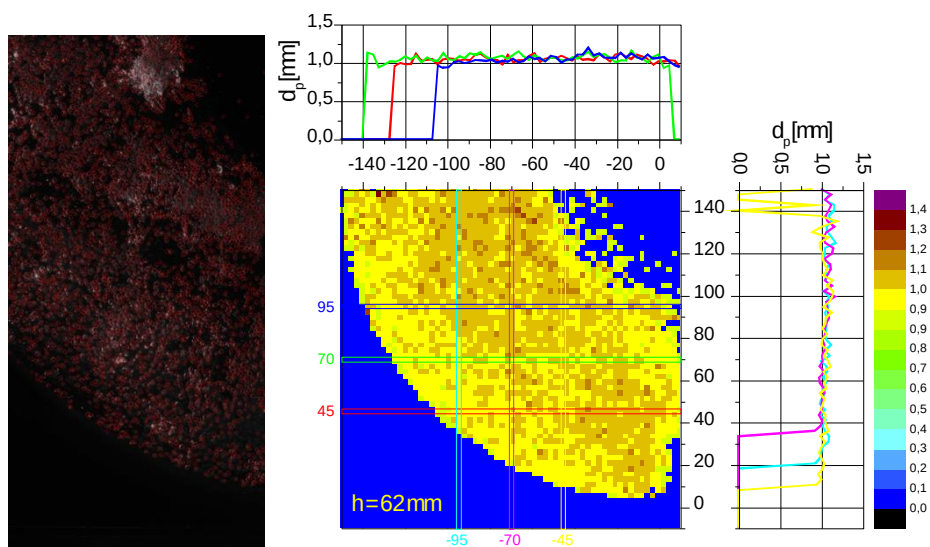


Rys. 11.27. Rozmiary pęcherzyków dla $H = 95 \text{ mm}$ i $N = 400 \text{ min}^{-1}$

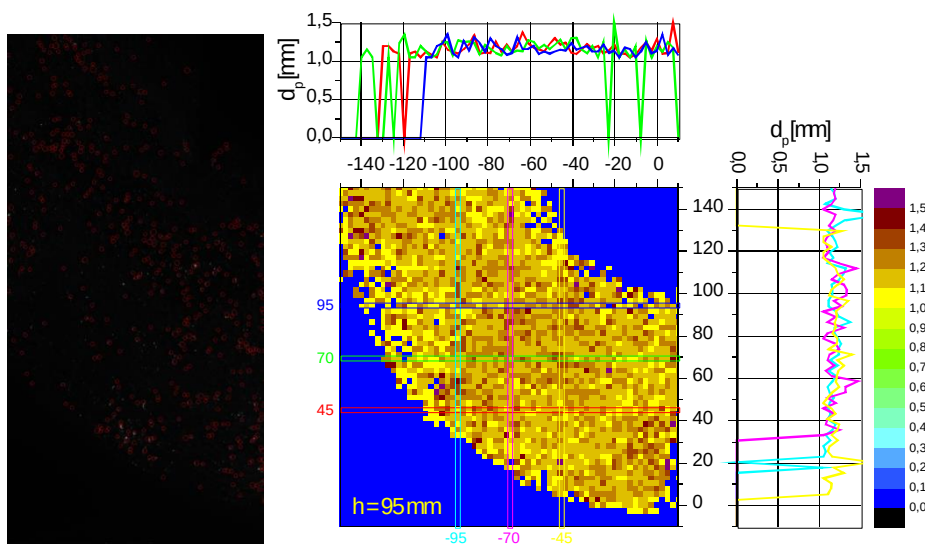
Dalsze zwiększanie częstotliwości obrotowej mieszadła powoduje dalsze zwiększenie rozmiarów pęcherzyków, co widoczne jest na rysunkach od 11.28 do 11.30. Nierównomierność rozkładu wielkości pęcherzyków w obserwowanych przekrojach jest również niewielka. Jedynie poniżej poziomu mieszadła są widoczne zmiany promieniowe – w pobliżu ścianki zbiornika rozmiary pęcherzyków zwiększają się.



Rys. 11.28. Rozmiary pęcherzyków dla $H = 30$ mm i $N = 500 \text{ min}^{-1}$



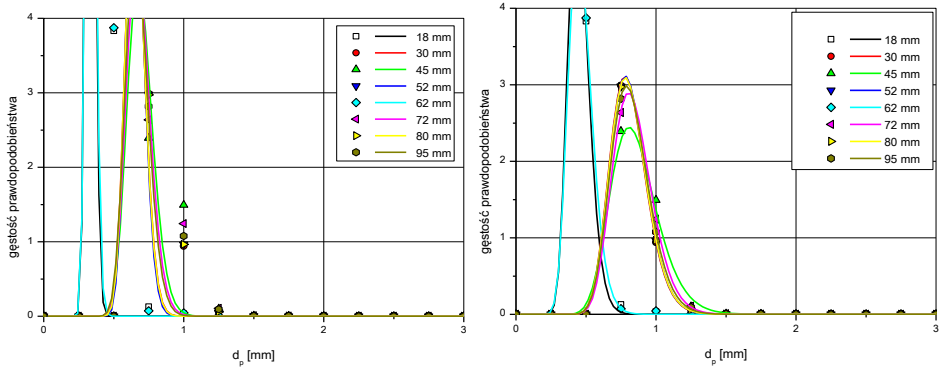
Rys. 11.29. Rozmiary pęcherzyków dla $H = 62$ mm i $N = 500 \text{ min}^{-1}$



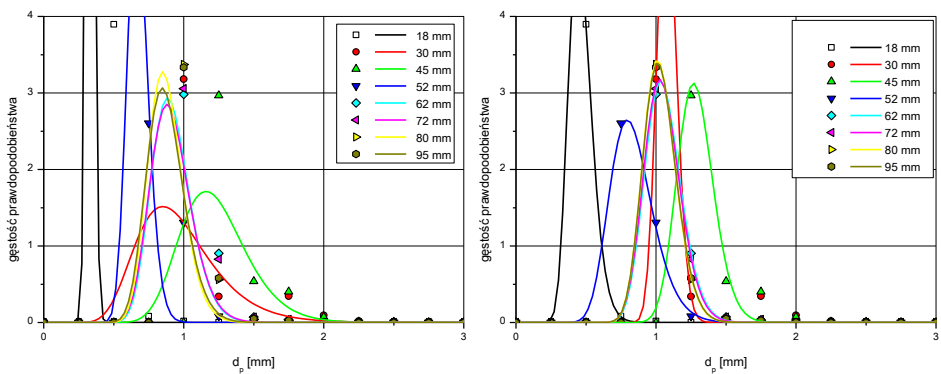
Rys. 11.30. Rozmiary pęcherzyków dla $H = 95 \text{ mm}$ i $N = 500 \text{ min}^{-1}$

Rysunki 11.22-11.30 przedstawiają rozkłady średnich rozmiarów pęcherzyków w niewielkich obszarach wybranych przekrojów mieszalnika. Na ich podstawie można stwierdzić równomierny rozkład wielkości pęcherzyków w mieszalniku, co pomimo innego sposobu dyspergowania gazu zgadza się z danymi literaturowymi [13], że w mieszalniku z turbiną Rushtona poza obszarem mieszadła wielkość pęcherzyków jest w przybliżeniu stała.

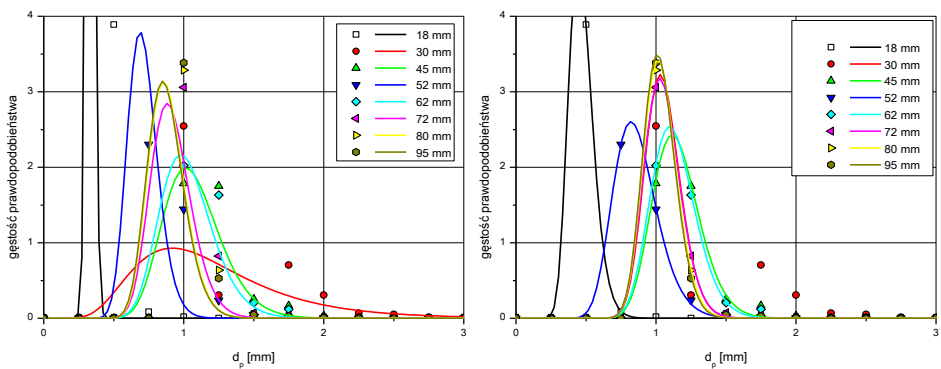
W wielu wypadkach wystarczające są informacje o wartościach średnich dla całego przekroju. Podobnie jak w przypadku pomiarów metodą binaryzacji (podrozdział 11.1) średnice pęcherzy zaklasyfikowano do przedziałów szeregu rozdzielczego. Ze względu na mniejszą rozdzielczość zdjęć szerokość przedziału wynosiła $0,25 \text{ mm}$. Na podstawie liczebności pęcherzyków w przedziałach określono rozkłady gęstości prawdopodobieństwa w zależności od częstości obrotowej mieszadła i wysokości nad dnem mieszalnika. Na rysunkach 11.31-11.34 przedstawiono rozkłady doświadczalne oraz ich aproksymacje funkcją rozkładu logarytmiczno-normalnego z wartościami parametrów obliczonych na podstawie danych doświadczalnych i określonych iteracyjnie (w programie *Origin 8.5*).



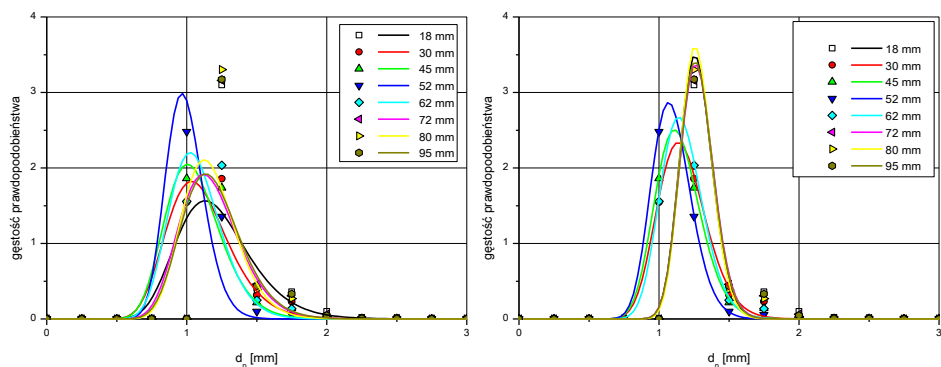
Rys. 11.31. Aproksymacje rozkładów rozmiarów pęcherzyków dla $N = 360 \text{ min}^{-1}$



Rys. 11.32. Aproksymacje rozkładów rozmiarów pęcherzyków dla $N = 400 \text{ min}^{-1}$



Rys. 11.33. Aproksymacje rozkładów rozmiarów pęcherzyków dla $N = 450 \text{ min}^{-1}$



Rys. 11.34. Aproksymacje rozkładów rozmiarów pęcherzyków dla $N = 500 \text{ min}^{-1}$

W tabelach 11.2 i 11.3 zestawiono wartości parametrów rozkładu logarytmiczno-normalnego wraz z wartościami współczynnika korelacji i średniego błędu względnego. Ze względu na dużą szerokość przedziału szeregu rozdzielczego, współczynniki korelacji między danymi doświadczalnymi a obliczonymi z rozkładu logarytmiczno-normalnego dla parametrów określonych bezpośrednio z danych doświadczalnych mają bardzo małe wartości (około 0,1) i nie mogą być porównywane z wartościami uzyskanymi z aproksymacji. Jednak w większości przypadków parametry rozkładu uzyskane oboma sposobami nie różnią się znacząco od siebie. Do podobnych wniosków można dojść analizując rysunki 11.31-11.34. Na tej podstawie można stwierdzić, że nieco lepsze dopasowanie punktów doświadczalnych do krzywych rozkładu otrzymuje się dla parametrów rozkładu uzyskanych metodą iteracyjną.

Tabela 11.2. Parametry rozkładu z danych doświadczalnych

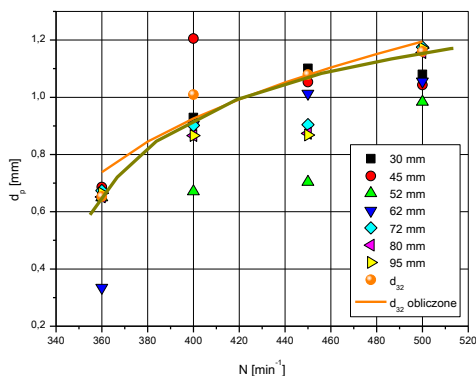
H [mm]	$N = 360 \text{ min}^{-1}$		$N = 400 \text{ min}^{-1}$		$N = 450 \text{ min}^{-1}$		$N = 500 \text{ min}^{-1}$	
	d_{sr}	σ	d_{sr}	σ	d_{sr}	σ	d_{sr}	σ
18	0,332	0,086	0,330	0,075	0,331	0,077	1,187	0,220
30	0,652	0,104	0,929	0,296	1,101	0,428	1,080	0,207
45	0,686	0,130	1,205	0,197	1,053	0,194	1,043	0,190
52	0,652	0,098	0,671	0,113	0,704	0,151	0,984	0,137
62	0,335	0,092	0,905	0,152	1,013	0,185	1,056	0,174
72	0,674	0,124	0,902	0,157	0,904	0,157	1,157	0,183
80	0,652	0,103	0,966	0,142	0,874	0,147	1,156	0,166
95	0,665	0,122	0,866	0,152	0,868	0,148	1,172	0,180

Tabela 11.3. Parametry rozkładu z aproksymacji

H [mm]	$N = 360 \text{ min}^{-1}$		$N = 400 \text{ min}^{-1}$		$N = 450 \text{ min}^{-1}$		$N = 500 \text{ min}^{-1}$	
	$d_{\dot{s}r}$	σ	$d_{\dot{s}r}$	σ	$d_{\dot{s}r}$	σ	$d_{\dot{s}r}$	σ
18	0,447	0,168	0,458	0,182	0,462	0,186	1,266	0,091
30	0,799	0,162	1,077	0,064	1,045	0,119	1,162	0,141
45	0,840	0,198	1,280	0,100	1,140	0,146	1,133	0,142
52	0,802	0,162	0,823	0,186	0,849	0,183	1,087	0,129
62	0,458	0,184	1,048	0,121	1,119	0,142	1,16	0,130
72	0,827	0,169	1,041	0,121	1,042	0,121	1,271	0,093
80	0,801	0,163	1,024	0,114	1,028	0,114	1,267	0,088
95	0,811	0,167	1,026	0,115	1,022	0,112	1,270	0,092

Na rysunku 11.35 przedstawiono zależność średnich średnic pęcherzyków od częstości obrotowej mieszadła i położenia przekroju pomiarowego oraz wartości średnic Sautera d_{32} (objętościowo-powierzchniowych) uzyskane z danych pomiarowych i obliczone z zależności.

$$\frac{d_{32}^2 \cdot \rho \cdot g}{\sigma} = 0,28 \cdot (Fr' - Fr'_{kr})^{0,50} \cdot \left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{-0,52} \cdot \left(\frac{D}{T}\right)^{-0,34} \quad (11.8)$$



Rys. 11.35. Średnie rozmiary pęcherzyków

Ze względu na niewielką zmienność rozmiarów pęcherzyków, wartości średnie praktycznie nie różnią się od objętościowo-powierzchniowych. Uzyskano również zgodność z poprzednimi badaniami wykonanymi w oparciu o binaryzację obrazów.

W przypadku samozasysającego mieszadła tarczowego rozmiary pęcherzyków zwiększają się wraz ze wzrostem częstości obrotowej mieszadła. Stosując klasyczną zależność opisującą zastępczą średnicę pęcherzyków [14]

$$d_z = C \cdot \left[\frac{\sigma^{0,6}}{\left(\frac{P_G}{V}\right)^{0,4} \cdot \rho^{0,2}} \right] \quad (11.9)$$

oraz informacje o mocy mieszania badanego mieszadła w układzie ciecz-gaz [15], z których wynika, że moc ta wzrasta od 6 W przy częstości obrotowej $N = 360 \text{ min}^{-1}$ do 17,3 W przy 540 min^{-1} , otrzymuje się przeciwną tendencję, tzn. rozmiary pęcherzyków powinny maleć. Moc mieszania P_G jest wartością globalną i nie daje informacji o intensywności rozpraszania energii w mieszalniku. Zmniejszenia rozmiarów pęcherzyków przy zwiększaniu częstości obrotowej mieszadła należałoby się spodziewać przy użyciu zależności opartych na liczbie Webera [16] typu

$$\frac{d_{max}}{D} = \frac{C}{We^{-3/5}}$$

W rozdziale 10 wykazano, że w układzie dwufazowym ciecz-gaz w zakresie częstości obrotowych od 450 do 540 min^{-1} mapy szybkości dyssypacji energii (rys. 10.24 i 10.25) są prawie identyczne. Zatem stosując zależność [2]

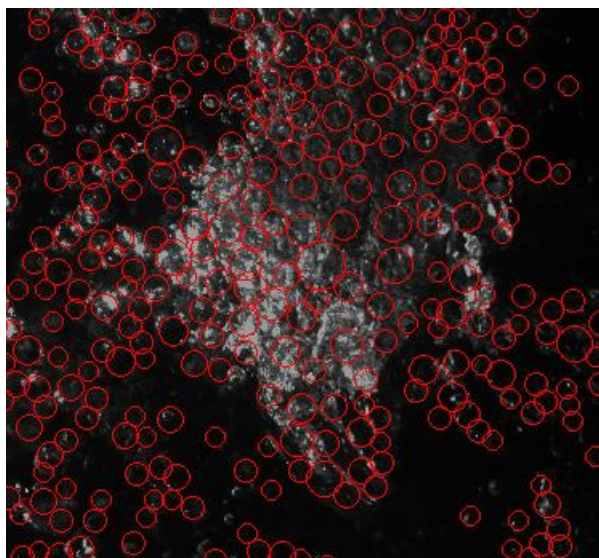
$$d_{32} = C_1 \cdot \frac{\sigma^{3/5}}{\rho^{3/5} \cdot \varepsilon^{2/5}} \quad (11.10)$$

lub [16]

$$d_{32} = \frac{118,6}{(\varepsilon_{max} \cdot N \cdot D^2)^{0,270}} \quad (11.11)$$

dla **lokalnych** szybkości dyssypacji energii w pobliżu mieszadła w układzie dwufazowym, można dojść do wniosku, że w tym zakresie średnica Sautera nie powinna się zmieniać. Natomiast przy zwiększeniu częstości obrotowej mieszadła do 360 do 450 min^{-1} (rys. 10.23 i 10.24) zmniejsza się obszar największych szybkości dyssypacji energii w pobliżu mieszadła, co powoduje zmniejszenie energii wirów rozrywających pęcherzyki, gdyż jak wykazano w rozdziale 4 łopatki badanego mieszadła nie powodują mechanicznego rozdrabniania pęcherzyków (jak ma to miejsce przy bełkotkowym wprowadzaniu gazu pod mieszadło [2]), a czynią to jedynie wiry w pobliżu łopatek. W tym zakresie częstości obrotowych, zgodnie z zależnością (11.10), obserwuje się wzrost rozmiarów pęcherzyków. Przy ustalonej wartości ε zwiększanie się rozmiarów pęcherzyków może być również spowodowane zwiększonym przepływem gazu. Przedstawione wnioski wyciągnięto jednak na podstawie obserwacji pęcherzyków, które opuściły strefę mieszadła, gdyż chmura gazu za otworem wylotowym przy większych częstościach obrotowych mieszadła (rozdział 4 i rys. 11.36) stanowi niewątpliwą „trudność pomiarową”. Na podstawie wykrytych krawędzi program potraktował błędnie chmurę o bardzo pofalowanej powierzchni jako zbiór dużych pęcherzyków. Powierzchnia międzyfazowa chmury gazowej jest niewątpliwie mniejsza niż zbioru pęcherzyków o tej samej

objętości, zatem wystąpi trudny do oszacowania błąd określenia powierzchni właściwej pęcherzyków. Ponieważ powierzchnia właściwa jest wykorzystywana do określenia wartości współczynnika wnikania masy na podstawie zmierzonych wartości objętościowego współczynnika wnikania masy (rozdział 12), to należy się liczyć ze znacznymi błędami tej metody.

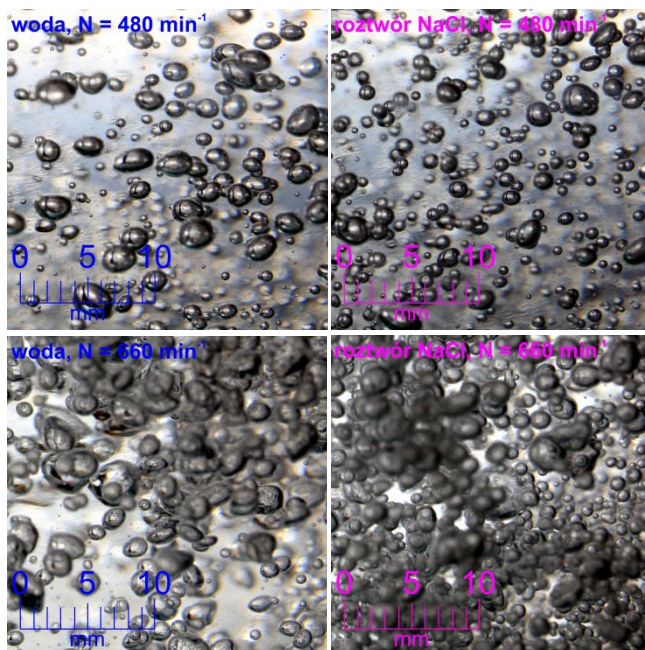


Rys. 11.36. Chmura gazowa za łopatką i jej interpretacja jako zbiór pęcherzyków

W przypadku chmury gazowej występującej przy większych wartościach zmodyfikowanej liczby Froude'a dodatkowych informacji o jej strukturze mogłyby dostarczyć nowoczesne techniki endoskopowe i światłowodowe [19-22] oraz nowe metody określania rozmiarów pęcherzyków [23].

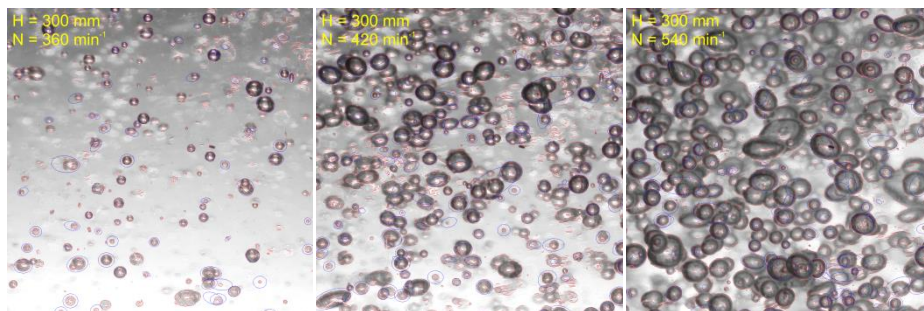
11.3. Rozmiary pęcherzyków określone w oparciu o metodę najmniejszych kwadratów

W trakcie badań porównawczych wielkości pęcherzyków powietrza dyspergowanych przez samozasysające mieszadło tarczowe w wodzie i roztworze NaCl o stężeniu $0,1 \text{ mol/dm}^3$ ($D = 125 \text{ mm}$, $H = 300 \text{ mm}$, $N = 300\div 660 \text{ min}^{-1}$) otrzymano materiał fotograficzny przedstawiony przykładowo na rysunku 10.37. Analizując uzyskane dane stwierdzono, że pęcherzyki o rozmiarach większych od 2 mm odbiegają kształtem od kul, przyjmując wydłużone kształty. W takim przypadku przy określaniu rozmiarów pęcherzyków lepiej potraktować ich obrazy jako elipsy. Jak stwierdzono wcześniej, do tego celu nie nadaje się transformacja Hougha, głównie ze względu na wymagania co do pamięci komputera przechowującej pięciowymiarową tablicę akumulatora.



Rys. 11.37. Obrazy pęcherzyków w wodzie i roztworze NaCl

Do określania rozmiarów pęcherzyków traktowanych jako elipsoidy użyto opisanej w rozdziale 1 metody najmniejszych kwadratów, zaimplementowanej w oprogramowaniu własnym napisanym w środowisku *Delphi*. Do uzyskania konturów pęcherzyków użyto opisanej wcześniej metody Canny'ego. Przykładowe rezultaty dopasowania elips do konturów pęcherzyków z użyciem oprogramowania własnego przedstawiono na rysunku 11.38.



Rys. 11.38. Elipsy wyznaczone metodą najmniejszych kwadratów (roztwór NaCl)

Wstępna analiza uzyskanych wyników wykazuje, że uzyskane dopasowania elips bardzo zależą od konturów otrzymanych w trakcie obróbki zdjęć, tzn. od ich długości i krzywizny. W przypadku tylnego oświetlenia ostrość konturowa pęcherzyków okazała się niewystarczająca do właściwego rozpoznania

krawędzi. Wynikające stąd błędy pomiarowe są zbyt duże, aby przedstawić zależność rozmiarów i spłaszczenia pęcherzyków od parametrów procesowych. Jednak metoda ta, po dopracowaniu metodyki zdjęciowej, powinna dać dobre rezultaty.

11.4. Wnioski

Metoda określania rozmiarów pęcherzyków oparta na binaryzacji obrazu daje dobre rezultaty w przypadku małej liczebności pęcherzyków, gdy ich obrazy wzajemnie się nie przesłaniają. W przypadku tej metody kształt pęcherzyka ma drugorzędne znaczenie, gdyż na podstawie pomiarów można określić współczynnik kształtu, czyli odstępstwo od kształtu kulistego. Natomiast ważne jest właściwe oświetlenie wnętrza mieszalnika, tak aby podczas binaryzacji nie zostały zmniejszone powierzchnie rzutów pęcherzyków.

W metodzie opartej o transformację Hougha, ze względu na złożoność obliczeniową, przyjęto założenie o kulistości pęcherzyków, jakkolwiek jest możliwe określanie wymiarów pęcherzyków o kształtach elipsoidalnych. Sposób oświetlenia ma w tym przypadku mniejsze znaczenie, jednak ważne jest, aby było widoczne przynajmniej 25% obwodu pęcherzyka. W tej metodzie ważną rolę odgrywają algorytmy eliminacji „nadmiarowych pęcherzyków”, czyli takich obiektów, które wstępnie, ze względu na odbłaski, zostały rozpoznane jako pęcherzyki. W przypadku elipsoidalnych kształtów pęcherzyków obiecujące rezultaty daje metoda najmniejszych kwadratów, która pozwala określić wszystkie parametry elipsy przy rozsądnym wysiłku obliczeniowym.

Przy zwiększaniu częstości obrotowej mieszadła samozasysającego obserwuje się zwiększanie rozmiarów pęcherzyków. Jest to zjawisko odwrotne niż obserwowane w przypadku bełkotkowego dostarczania gazu pod mieszadło. Świadczy to o niebraniu przez łopatki mieszadła bezpośredniego udziału w rozdrabnianiu strumienia gazu na pęcherzyki. W przypadku mieszadła samozasysającego rozdrabnianie pęcherzyków jest powodowane jedynie przez wiry i zmniejszanie się turbulencji w układzie dwufazowym powoduje wzrost rozmiarów pęcherzyków.

W przebadanym zakresie zmienności częstości obrotowych i średnic samozasysającego mieszadła tarczowego pęcherzyki mają kształty zbliżone do kulistych. Z kolei rozkłady wielkości pęcherzyków dyspergowanych przez ten typ mieszadła są zbliżone do rozkładu logarytmiczno-normalnego, ale zakres zmienności rozmiarów jest niewielki.

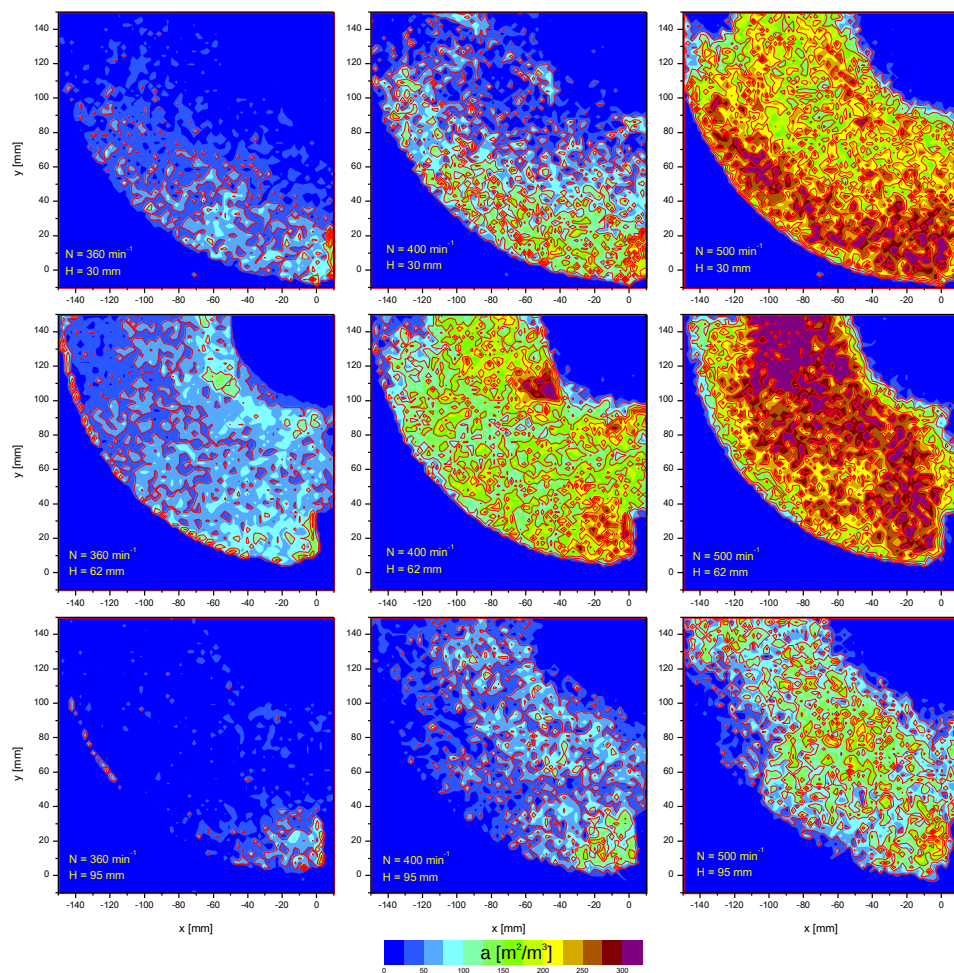
11.4. Literatura

- [1] Vazquez A., Sanchez R.M., Salinas-Rodríguez E., Soria A., Manasseh R., *A look at three measurement techniques for bubble size determination*, Experimental Thermal & Fluid Science, 30, ss. 49-57, 2005.
- [2] Martín M., Montes F.J., Galán M.A., *Bubbling process in stirred tank reactors I: Agitator effect on bubble size, formation and rising*, Chemical Engineering Science, 63, ss. 3212-3222, 2008.
- [3] Malina W., Smiatacz M., *Cyfrowe przetwarzanie obrazów*, EXIT, Warszawa 2008.
- [4] Taboada B., Vega_Alvarado L., Cordova-Aguilar M.S., Galindo E., Corkidi G., *Semi-automatic image analysis methodology for the segmentation of bubbles and drops in complex dispersions occurring in bioreactors*, Experiments in Fluids, 41, ss. 383-392, 2006.
- [5] Zajac D., Ulbrich R., *Charakterystyka przepływu dwufazowego gaz-ciecz z wykorzystaniem metody cyfrowej obróbki obrazu*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 43 (35), 3s, ss. 187-189, 2004.
- [6] Honaken M., Saarenrinne P., *Turbulent bubbly flow measurements in a mixing vessel with PIV*, Materiały 11th Int. Symp. on Appl. of Laser Techn. to Fluid Mechanics, Lizbona, Portugalia, 2002.
- [7] Torii A., Imiya A., *The randomized-Hough transform-based method for great-circle detection on sphere*, Pattern Recognition Letters, 28, ss. 1186-1192, 2007.
- [8] Laakkonen M., Honkanen M., Saarenrinne P., Aittamaa J., *Local bubble size distributions, gas-liquid interfacial areas and gas holdups in a stirred vessel with particle image velocimetry*, Chemical Engineering Journal, 109, ss. 37-47, 2005.
- [9] Stelmach J., *Rozmiary pęcherzyków w początkowej fazie samozasysania*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 45 (37), 6s, ss. 225-227, 2006.
- [10] Heim A., Rzyński E., Stelmach J., *Dyspersja pęcherzyków powietrza w mieszalniku z mieszadłem samozasysającym*, Materiały V Ogólnopolskiej Konferencji Przepływów Wielofazowych, Tom I, ss. 108-111, Gdańsk 1997.
- [11] Schäfer M., Wächter P., Durst F., *Experimental investigation of local bubble size distribution in stirred vessels using Phase Doppler Anemometry*, Materiały 10th European Conference on Mixing, ss. 205-212, Delft, Holandia, 2000.
- [12] Laakkonen M., Moilanen P., Aittamaa J., *Local bubble size distribution in agitated vessels*, Chemical Engineering Journal, 106, ss. 133-143, 2005.
- [13] Alves S.S., Maia C.I., Vasconcelos J.M.T., Serralheiro A.J., *Bubble size in aerated tanks*, Chemical Engineering Journal, 89, ss. 109-117, 2002.
- [14] Kamiński J., *Wybrane zagadnienia mechanicznego mieszania układów ciecz-gaz*, Monografia 147, Kraków 1993.
- [15] Stelmach J., Praca doktorska, Łódź 2000.
- [16] Zhou G., Kresta S.M., *Correlation of mean drop size and minimum drop size with the turbulence energy dissipation and the flow in an agitated tank*, Chemical Engineering Science, 53, ss. 2063-2079, 1998.
- [17] Kulkarni A.A., Joshi J.B., *Bubble formation and bubble rise velocity in gas-liquid systems: A review*, Industrial and Engineering Chemistry Research, 44, ss. 5873-5931, 2005.
- [18] Alderliesten M., *Mean particle diameters. Part III: An empirical evaluation of integration and summation methods for estimating mean particle diameters from histogram data*, Particle & Particle Systems Characterization, 19, ss. 373-386, 2002.

- [19] Maaß S., Wollny S., Voigt A., Kraume M., *Experimental comparison of measurement techniques for drop size distributions in liquid/liquid dispersions*, Experiments in Fluids, 50, ss. 259-269, 2011.
- [20] Junker B., *Measurement of bubble and pellet size distributions: past and current image analysis technology*, Bioprocess & Biosystems Engineering, 29, ss. 185-206, 2006.
- [21] Greaves D., Boxall J., Mulligan J., Montesi A., Creek J., Sloan E.D., Koh C.A., *Measuring the particle size of a known distribution using the focused beam reflectance measurement technique*, Chemical Engineering Science, 63, ss. 5410-5419, 2008.
- [22] Ruf A., Worlitschek J., Mazzotti M., *Modeling and experimental analysis of PSD measurements through FBRM*, Particle & Particle Systems Characterization, 17, ss. 167-179, 2000.
- [23] Hu B., Angeli P., Matar O.K., Lawrence C.J., Hewitt G.F., *Evaluation of drop size distribution from chord length measurements*, AIChE Journal, 53, ss. 931-939, 2006.

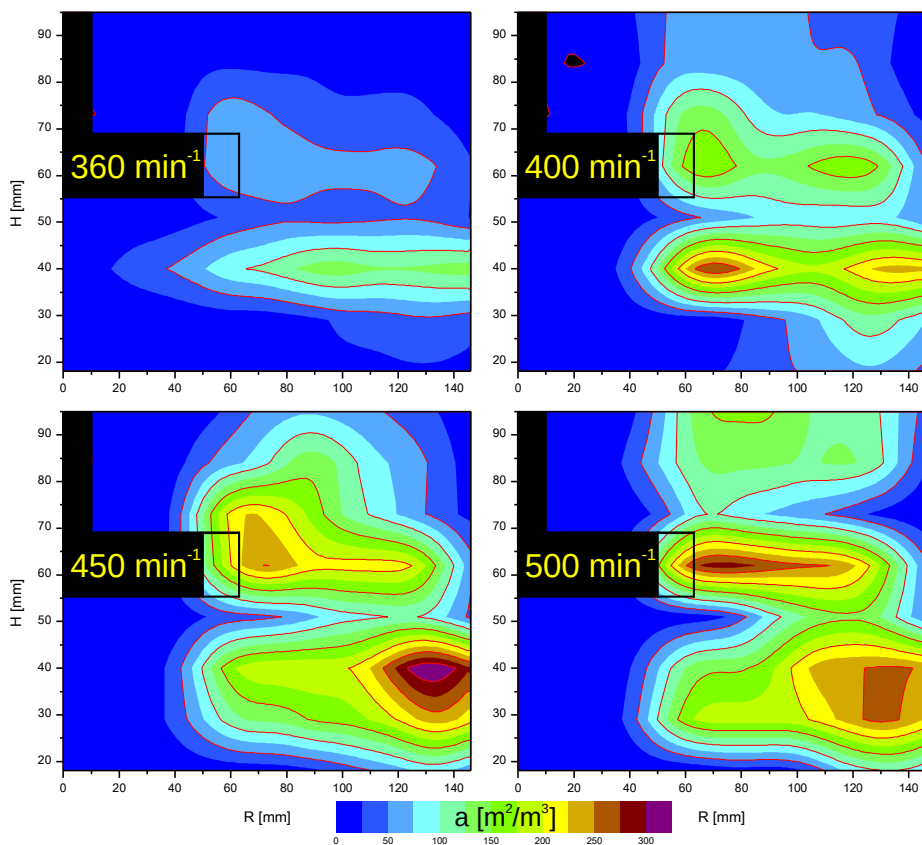
12. WIELKOŚĆ POWIERZCHNI MIĘDZYFAZOWEJ ORAZ PRZENOSZENIE MASY

W przypadku mieszania mechanicznego z jednoczesnym napowietrzaniem ważnym parametrem procesowym jest współczynnik wnikania masy k_L . Jednak najczęściej metodami doświadczalnymi określa się objętościowy współczynnik $k_L a$ [1-6], będący iloczynem współczynnika wnikania masy i jednostkowej powierzchni wymiany masy. Metodą fotooptyczną przy znanej grubości noża świetlnego można wyznaczyć jednostkową powierzchnię międzyfazową (rozdział 11). Na rysunku 12.1 przedstawiono przykładowe rozkłady jednostkowej powierzchni międzyfazowej w trzech przekrojach poprzecznych mieszalnika dla trzech częstości obrotowych mieszadła w roztworze elektrolitu.



Rys. 12.1. Rozkłady powierzchni międzyfazowej w przekrojach poprzecznych mieszalnika

Zastosowanie metod interpolacyjnych umożliwiło określenie rozkładów jednostkowej powierzchni międzyfazowej w przekroju wzdłużnym mieszalnika symetrycznie między przegrodami. Uzyskane wyniki przedstawia rysunek 12.2.



Rys. 12.2. Rozkłady powierzchni międzyfazowej w przekroju między przegrodami

Pod mieszadłem największa jednostkowa powierzchnia międzyfazowa występuje w pobliżu ścianki mieszalnika i przed przegrodą. Za przegrodą jej wielkość jest stosunkowo mała. Maksymalne wartości obserwuje się na wysokości około 45 mm nad dnem mieszalnika. Natomiast na wysokości zawieszenia mieszadła największa jednostkowa powierzchnia międzyfazowa występuje za łopatkami mieszadła i zmniejsza się w kierunku ścianki mieszalnika. Ponad mieszadłem spada liczebność pęcherzyków i zmniejsza się powierzchnia międzyfazowa. Natomiast zwiększanie częstości obrotowej mieszadła powoduje zwiększenie powierzchni międzyfazowej, przy czym powyżej $N = 450 \text{ min}^{-1}$ przyrosty te są już niewielkie.

Przedstawione rozkłady wielkości powierzchni międzyfazowej zgadzają się z przedstawionymi na rysunku 12.3 obserwacjami „wzrokowymi”.



Rys. 12.3. Pęcherzyki w mieszalniku z wodą dla $N = 400, 450$ i 500 min^{-1}

Uzyskane wartości pozostają w zgodzie z wartościami powierzchni międzyfazowej obliczonej dla całego mieszalnika [7]

$$a = 6 \cdot \frac{\Phi}{d_{32}} \quad (12.1)$$

gdzie d_{32} – średnica Sautera możliwa do obliczenia na podstawie zależności [8]

$$\frac{d_{32}^2 \cdot \rho \cdot g}{\sigma} = 0,28 \cdot (Fr' - Fr'_{kr})^{0,50} \cdot \left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{-0,52} \cdot \left(\frac{D}{T}\right)^{-0,34} \quad (12.2)$$

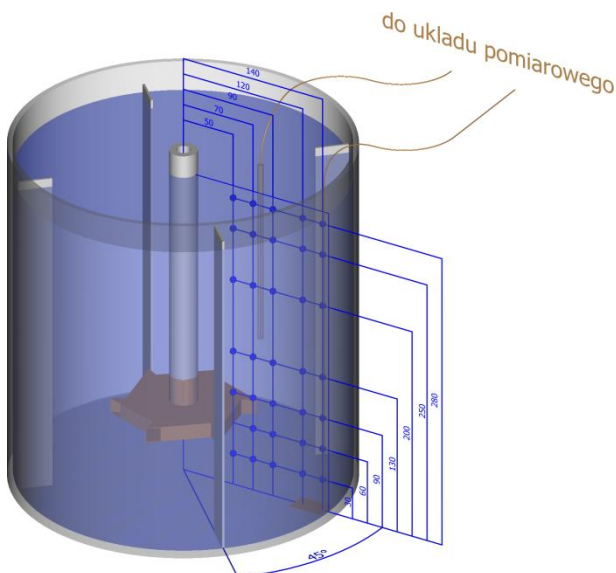
a Φ zatrzymanie fazy gazowej, obliczane dla mieszaniny tarczowego dyspergującego gaz w elektrolitach z zależności [8]

$$\Phi = 0,70 \cdot D^{4,99} \cdot (H - h)^{-0,97} \cdot N^{3,12} \cdot \eta^{0,22} \quad (12.3)$$

Dysponując lokalnymi wartościami powierzchni międzyfazowej i objętościowego współczynnika wnikania masy, można obliczyć wartości współczynnika wnikania masy [9,10] i porównać je z wartościami doświadczalnymi oraz obliczonymi z równań modelowych. W tym celu stosując następujący układ pomiarowy [11]:

- mieszalnik napełniony roztworem elektrolitu o stężeniu $0,1 \text{ kmol/m}^3$ NaCl,
- sonda w postaci rurki szklanej o średnicy wewnętrznej $d_w = 5 \text{ mm}$,
- pompa perystaltyczna VenderFlex® 2010 o regulowanej częstotliwości obrotowej z rozdzielczością $0,5 \text{ min}^{-1}$ (maksymalna wydajność znamionowa $10 \text{ dm}^3/\text{min}$),
- tlenomierz InoLab Oxi Level 2 z elektrodą CelloX 325 z programem do akwizycji danych EasyLab v.2.31 firmy WTW® (zestaw pomiarowy umożliwiał kompensację zasolenia roztworu przy pomiarze stężenia tlenu rozpuszczonego w cieczy),
- rozdzielacz w postaci „Y” rurki, w której była zamontowana elektroda pomiarowa,
- bełkotka i instalacja sprężonego azotu technicznego,

wykonano dla częstości obrotowych wynoszących $N = 360, 400, 450$ i 500 min^{-1} pomiary wartości $k_L a$ w punktach pomiarowych przedstawionych na rysunku 12.4.



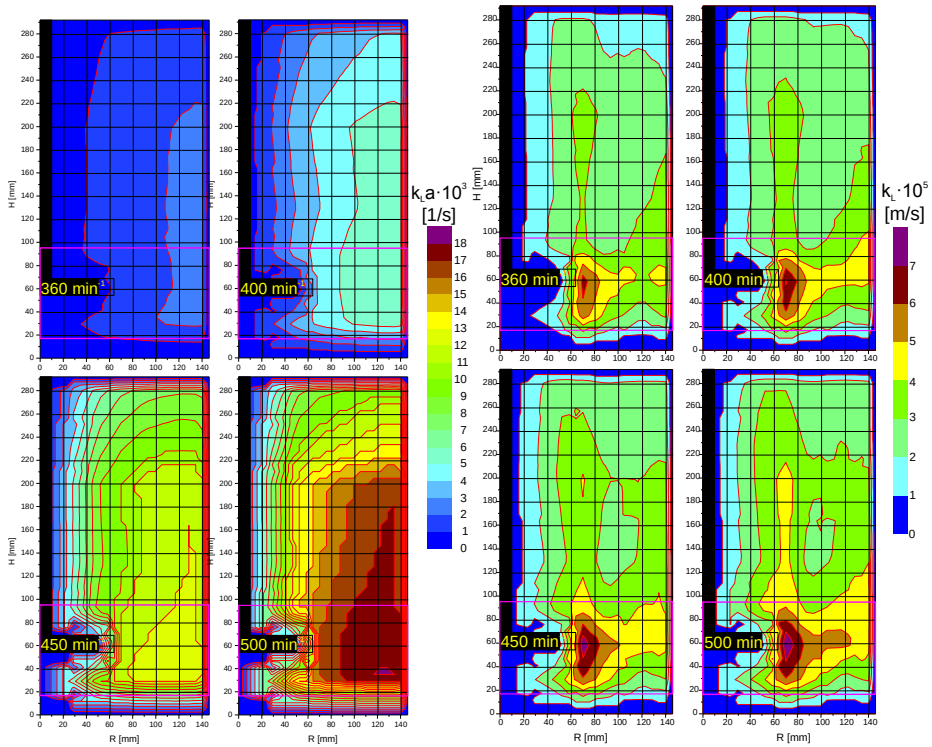
Rys. 12.4. Rozmieszczenie punktów pomiarowych

W tych samych punktach metodą elektrochemiczną [12] dokonano pomiarów lokalnych wartości współczynnika wnikania masy. W układzie pomiarowym zastosowano katodową redukcję sześciocyjanożelazianu (III) potasu $\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$ na powierzchni elektrody platynowej. Elektrolit użyty w badaniach był wodnym roztworem sześciocyjanożelazianu potasowego (III) $\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$ o stężeniu $0,01 \text{ kmol/m}^3$, sześciocyjanożelazianu potasowego (II) $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$ o stężeniu $0,05 \text{ kmol/m}^3$ oraz wodorotlenku sodowego NaOH o stężeniu $0,1 \text{ kmol/m}^3$ (pełniącego rolę nośnika prądu). W takim układzie występowały reakcje redukcji-utlenienia jonów żelaza. Na podstawie pomiarów wstępnych bez dyspergowania gazu określono napięcie „plateau” ($U = 0,7 \text{ V}$), dla którego wykonywano pomiary prądu dyfuzyjnego dla roboczych częstości obrotowych mieszadła z dyspergowaniem gazu. Dla odczytanych wartości prądu dyfuzyjnego I_d z równania

$$k_L = I_d / (c_A \cdot z_e \cdot F \cdot S) \quad (12.4)$$

obliczano wartość współczynnika wnikania masy k_L , uwzględniając poprawkę na wielkość elektrody.

Na rysunku 12.5 przedstawiono uzyskane rozkłady wartości $k_L a$ i k_L w mieszalniku (interpolacja w programie Origin 8.5).



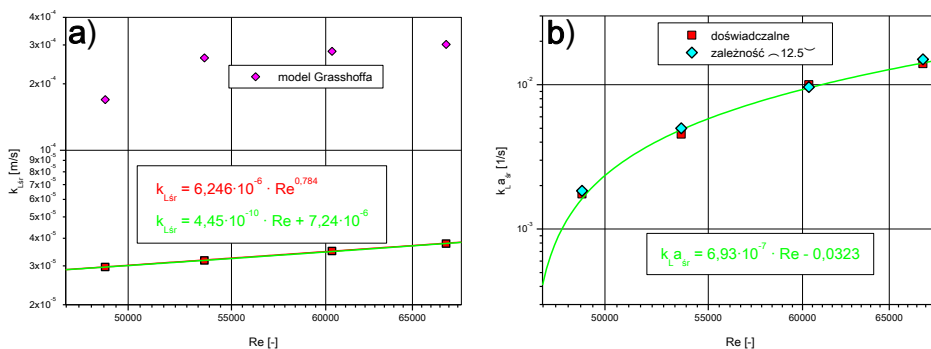
Rys. 12.5. Rozkłady wartości objętościowego współczynnika wnikania masy i współczynnika wnikania masy w mieszalniku z samozasysającym mieszadłem tarczowym dla różnych częstości obrotowych

W przypadku $k_L a$ zmiany rozkładów wartości, obserwowane przy zwiększaniu częstości obrotowej mieszadła, są znacznie większe niż dla k_L , co potwierdza wpływ parametrów turbulencji na szybkość transportu masy [13].

Lokalne rozkłady wartości k_L i $k_L a$ posłużyły do określenia wartości średnich dla całego mieszalnika [14], które przedstawiono na rysunku 12.6. Dodatkowo naniesiono punkty obliczone z zależności [15]

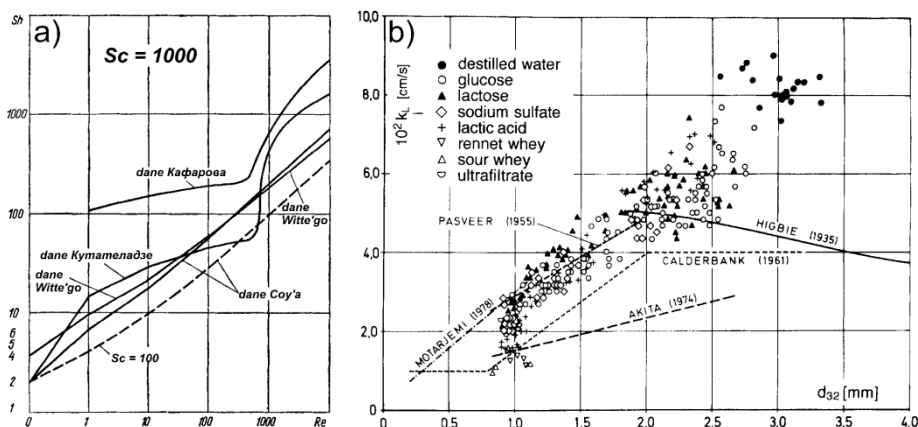
$$k_L a = \frac{0,065 \cdot (Fr' - Fr'_{kr})^{1,1}}{1 + 0,132 \cdot (Fr' - Fr'_{kr})^{1,1}} \quad (12.5)$$

dla nieco innego typu mieszadła samozasysającego, otrzymując bardzo dobrą zgodność wartości. Podobny zakres wartości $k_L a$ otrzymano w badaniach samozasysających mieszadeł turbinowych z pochylnymi łopatkami [31] oraz turbiny Rushtona [34]. Tak więc dla objętościowego współczynnika wnikania masy osiągnięto bardzo dobrą zgodność z danymi literaturowymi, które też informują, że zwiększenie wartości $k_L a$ można osiągnąć stosując układ dwu mieszadeł (dolne mieszadło samozasysające) umieszczonych jedno nad drugim na wspólnym wale [29, 30].



Rys. 12.6. Średnie wartości współczynników wnikania masy

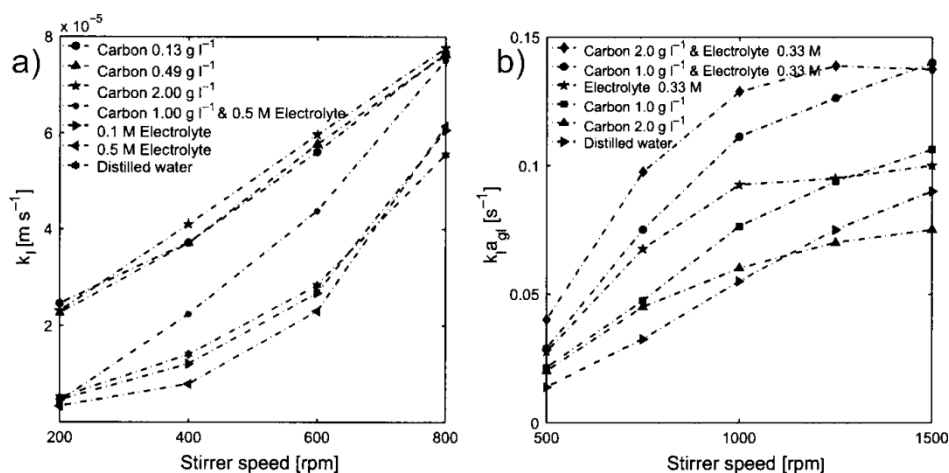
Dla mieszadeł samozasysających nie znaleziono w literaturze informacji o wartościach współczynnika wnikania masy i uzyskane wartości można jedynie porównać z bardziej ogólnymi danymi. Analiza rysunku 12.7a wykazuje, że między wartościami k_L (wyrażonymi przez liczbę Sherwooda) mogą występować znaczne różnice. Z kolei analiza rysunku 12.7b prowadzi do wniosku, że istnieje silna zależność pomiędzy wielkością pęcherzyków a wartością współczynnika wnikania masy.



Rys. 12.7. Zależność liczby Sherwooda od liczby Reynoldsa (a) [17] i k_L od rozmiarów pęcherzyków (b) [5]

Okazuje się, że istnieje również zależność między intensywnością mieszania wyrażoną przez częstość obrotową mieszadła i współczynnikiem wnikania masy przez powierzchnię swobodną cieczy (rys. 12.8a). W zakresie częstości obrotowych od 360 do 500 min^{-1} dla wody i elektrolitów otrzymano wartości tylko kilka razy mniejsze niż w omówionych wcześniej badaniach własnych. Jednocześnie z analizy rysunku 12.9a wynika, że dla wody i elektrolitów wartości k_L są niemal równe. Zatem i te informacje pośrednio

potwierdzają zbyt małe wartości doświadczalne, zwłaszcza że na podstawie tego samego źródła można stwierdzić zgodność wartości $k_L a$ dla mieszadeł samozasysających (rys. 12.9b i 12.7b).



Rys. 12.8. Współczynniki wnikania masy w mieszalniku dla powierzchni swobodnej i mieszadła samozasysającego [10]

W swojej monografii Złokarnik [5] za Grasshoffem podaje dla mieszadeł samozasysających prostą zależność wymiarową

$$k_L [mm/s] = 0,26 \cdot d_p [mm] \quad (12.6)$$

Wartości k_L obliczone z zależności (12.6) dla średnic Sautera (rozdział 11) przedstawiono na rysunku 12.6. Można na nim zauważyć dziesięciokrotną różnicę wartości zmierzonych i obliczonych. Jednak na podstawie uśrednionych danych nie można stwierdzić jak powinny kształtować się wartości lokalne, tzn. nie można wprowadzić współczynnika liczbowego, przez który mnożono by lokalne wartości k_L , aby otrzymać poprawne wartości. Ponadto sygnalizowany jest wpływ środków powierzchniowo czynnych na wartość k_L . W przypadku ich stosowania zaobserwowano od dwóch do czterech razy mniejsze wartości k_L niż w czystej wodzie. Jednak w omawianym przypadku nie miało to miejsca i dlatego też użyteczność danych pomiarowych w odniesieniu do k_L jest bardzo ograniczona i niezbyt pomocna w dalszej analizie.

Model Grasshoffa nie uwzględnia jednak prędkości, z jaką poruszają się pęcherzyki w cieczy. Parametr ten nie występuje w modelu dwubłonkowym Whitmana $k_L = D_{AB}/\delta_L$ [18], chociaż grubość błonki w której odbywa się dyfuzyjny ruch masy jest związana z hydrodynamiką. Prędkość względna została wprowadzona w podanym przez Frösslinga [5] modelu dla bardzo małych pęcherzyków

$$Sh = \frac{k_L \cdot d_p}{D_{AB}} = 0,6 \cdot Re^{1/2} \cdot Sc^{1/3} \quad (12.7)$$

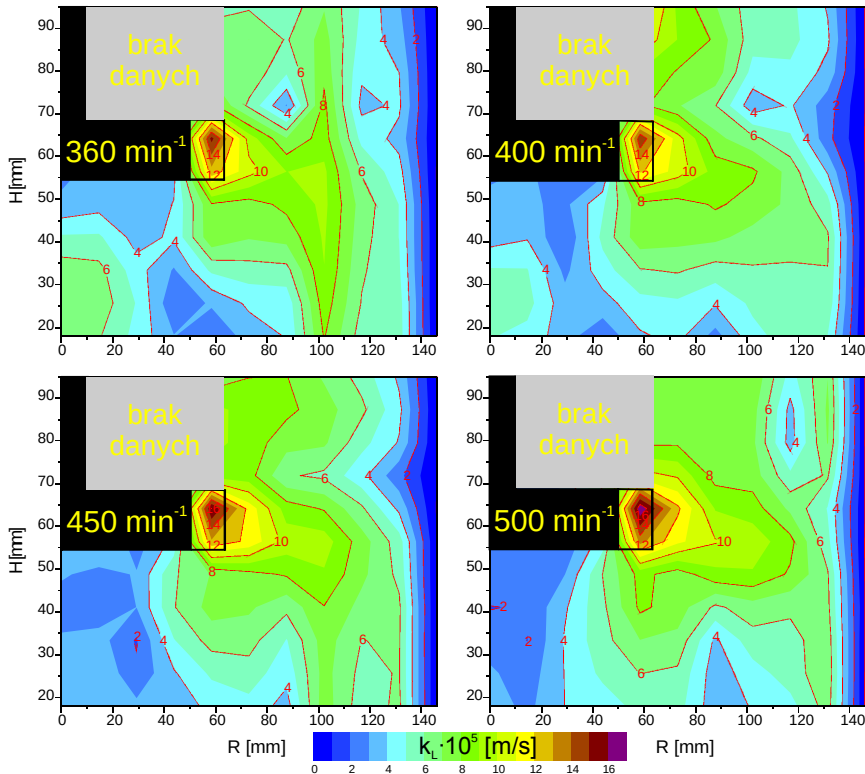
gdzie liczba Reynoldsa jest określona równaniem

$$Re = \frac{U_{wzg} \cdot d_p \cdot \rho}{\eta} \quad (12.8)$$

w którym: d_p – średnica pęcherzyka, U_{wzg} – prędkość pęcherzyka względem cieczy (rozdział 6.4). Po przekształceniach otrzymuje się wzór [19]

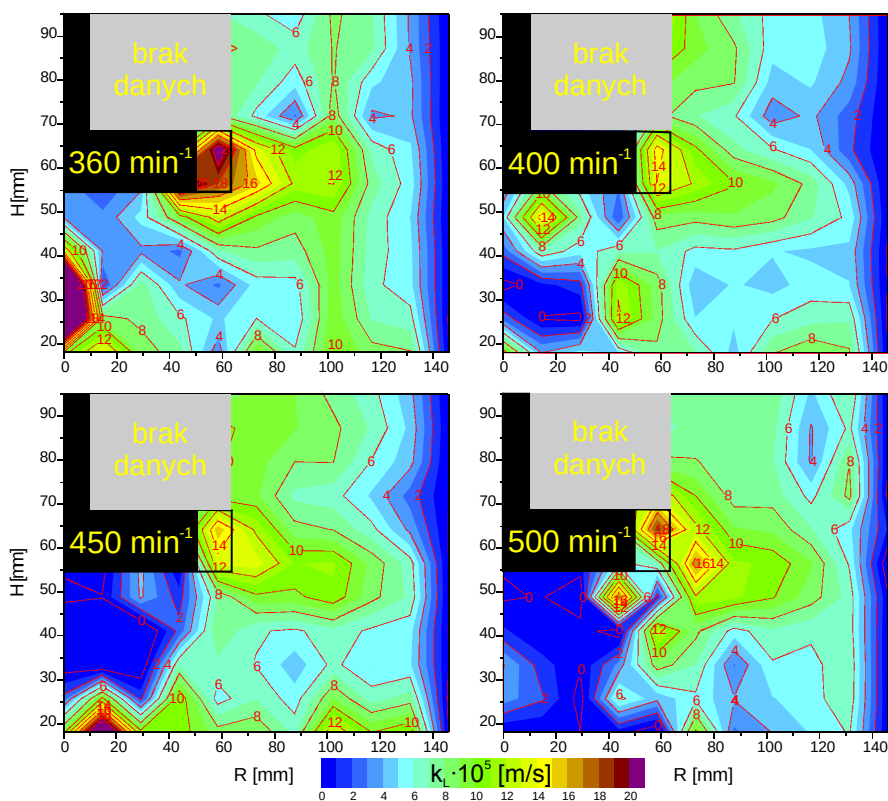
$$k_L = c_W \cdot \sqrt{\frac{U_{wzg}}{d_p}} \cdot D_{AB}^{2/3} \cdot \nu^{-1/6} \quad (12.9)$$

w którym: D_{AB} – współczynnik dyfuzji, ν – kinematyczny współczynnik lepkości. Wartość współczynnika dyfuzji na podstawie danych literaturowych [20, 21] można przyjąć równą $D_{AB} = 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$, natomiast współczynnik c_W ma wartość określaną doświadczalnie $c_W = 0,42 \div 0,95$. Jako rozmiar liniowy pęcherzyka można przyjąć średnicę Sautera (zależności 12.2). Wartości otrzymane z równania (12.9) dla $c_W = 0,42$ i prędkości względnej pęcherzyków (rozdział 6.4) przedstawiono na rysunku 12.9. Są one większe od wartości doświadczalnych, ale występuje podobieństwo rozkładów (rys. 12.6 i 12.9). Z analizy rysunku 12.9 wynika też, że wzrost częstości obrotowej mieszałki powoduje powiększanie się obszarów o określonej wartości k_L .



Rys. 12.9. Współczynniki wnikania masy obliczone z teorii Frösslinga dla średniej zastępczej średnicy pęcherzyków

Zależność (12.2) określa średnicę zastępczą pęcherzyków w całym mieszalniku. Ponieważ zaobserwowano niewielkie zmiany rozmiarów pęcherzyków w zależności od wysokości i położenia względem przegród (rozdział 11), użycie do obliczeń informacji o rozkładach wielkości pęcherzyków powinno dać dokładniejsze rozkłady modelowe k_L . Przedstawiono je na rysunku 12.10. W rezultacie uzależnienia wyników obliczeń od rozkładów wielkości pęcherzyków otrzymano zwiększone wartości współczynnika wnikania masy w pobliżu miesządła. Natomiast w przestrzeni pod miesządłem nastąpiło zmniejszenie wartości k_L , co lepiej zgadza się z rozkładami doświadczalnymi.



Rys. 12.10. Współczynniki wnikania masy obliczone z teorii Frösslinga dla rozkładów wielkości pęcherzyków

Informacje literaturowe wskazują jednak, że model Frösslinga daje poprawne wartości dla pęcherzyków o średnicach mniejszych od 0,15 mm. Pęcherzyki o większych rozmiarach zaczynają się obracać, co powinno powodować zwiększenie wartości k_L . Uwzględnia to model penetracyjny Higbie'go [18]

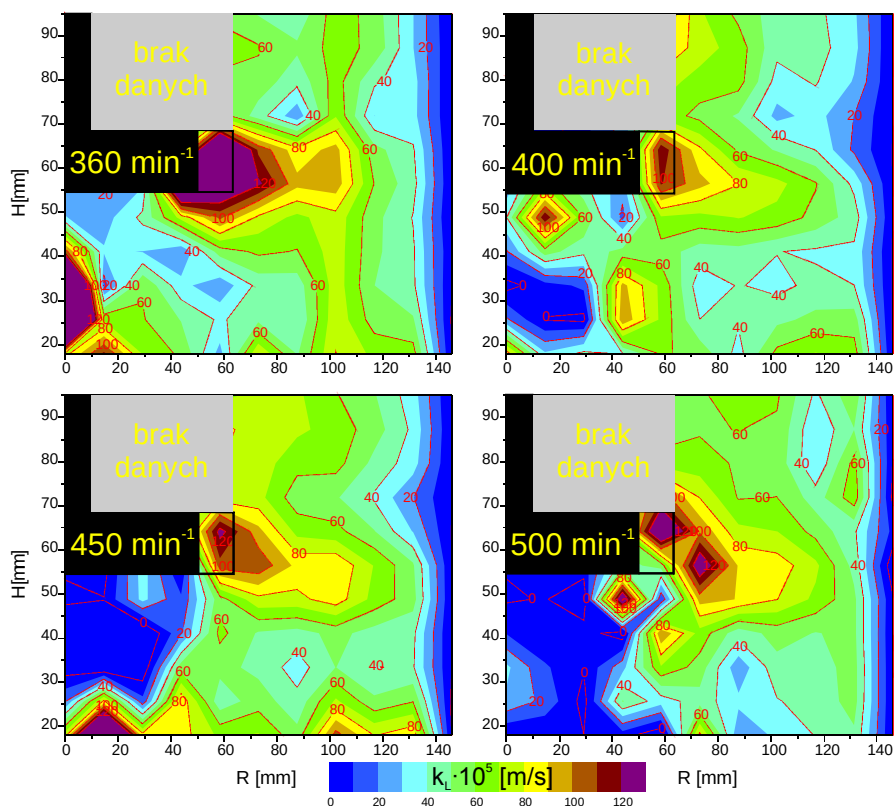
$$Sh = C \cdot Re^{1/2} \cdot Sc^{1/2} \quad (12.10)$$

prowadzący do zależności [22,23]

$$k_L = c_H \cdot \sqrt{\frac{U_{wzg}}{d}} \cdot \sqrt{D_{AB}} \quad (12.11)$$

ze współczynnikiem $c_H = \sqrt{\frac{4}{\pi}} \approx 1,13$.

Analiza zależności (12.7) i (12.10) prowadzi do wniosku, że rozkłady k_L obliczone z teorii Higbie'go będą się różnić od rozkładów uzyskanych na podstawie teorii Frösslinga jedynie wartościami liczbowymi. Wyniki uzyskane z zależności (12.10) dla rozmiarów pęcherzyków uzależnionych od położenia w mieszalniku przedstawiono na rysunku 12.11.



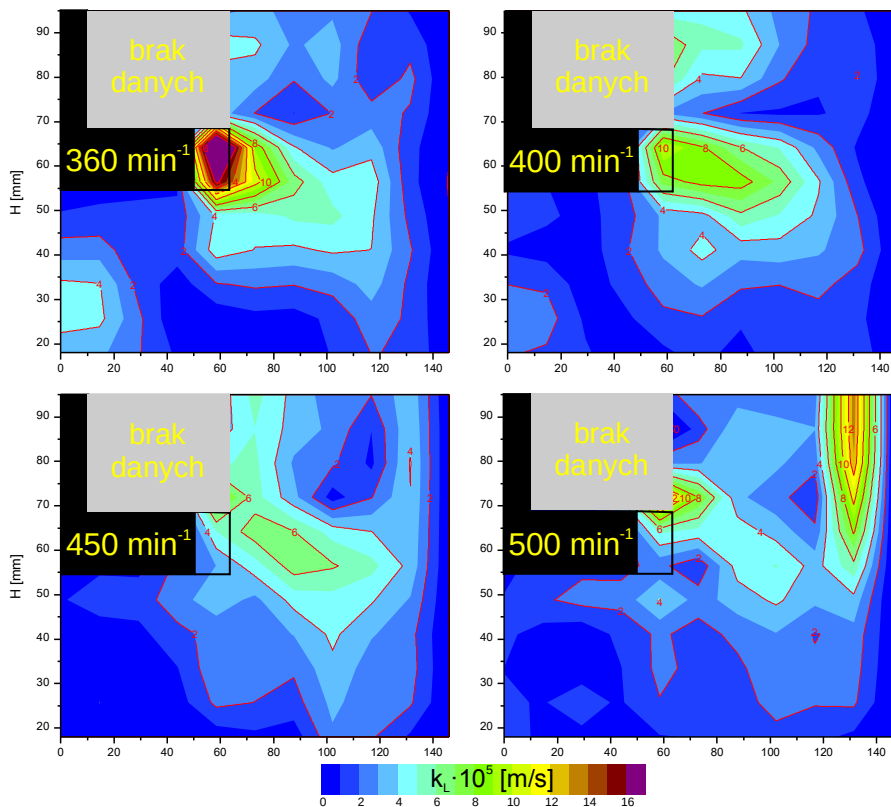
Rys. 12.11. Współczynniki wnikańia masy obliczone z teorii Higbie'go

W przypadku modelu Higbie'go otrzymano około dziesięciokrotnie większe wartości niż z modelu Frösslinga. Jednocześnie informacje literaturowe sugerują [5], że teoria Higbie'go dobrze sprawdza się w przypadku pęcherzyków o średnicach większych od 2 mm oraz że zwykle wartości doświadczalne mieszczą się w przedziale określonym przez obie wspomniane teorie [24, 32]. W rozpatrywanym przypadku rozmiary pęcherzyków są mniejsze od tej

wartości, ale większe od wspomnianej wcześniej średnicy 0,15 mm. Można zatem przyjąć, że w omawianym przypadku lokalne wartości k_L powinny zawierać się pomiędzy wartościami określonymi przez obie teorie. Jednak do określania lokalnych wartości współczynnika wnikania masy z obu modeli są wymagane czasochłonne pomiary prędkości obu faz i rozmiarów pęcherzyków. Jej znajomość jest wymagana również w przypadku korelacji [17]

$$k_L = \sqrt{\frac{D_{AB} \cdot C_x \cdot \rho_L \cdot U_{wzg}^3}{2 \cdot \sigma \cdot g}} \quad (12.12)$$

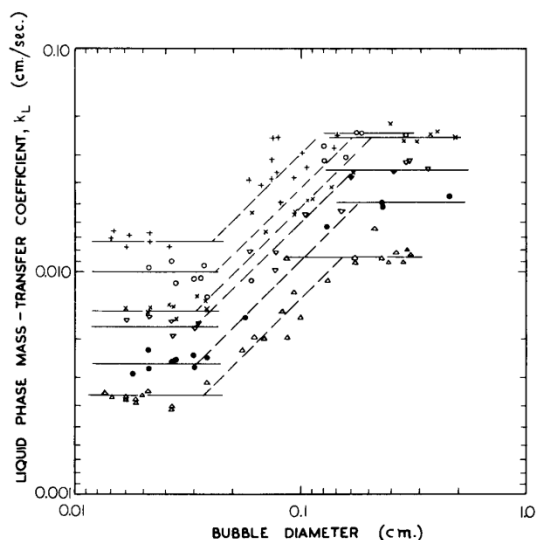
Wartości uzyskane na podstawie zależności (12.12) dla wartości współczynnika oporu równego 2/3 wartości dla kuli z ciała stałego [17-rys. 12.14, 33] przedstawiono na rysunku 12.12.



Rys. 12.12. Współczynniki wnikania masy obliczone z uwzględnieniem współczynnika oporu

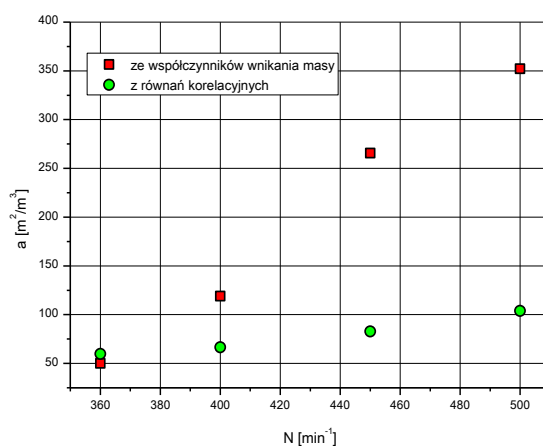
Na podstawie analizy danych doświadczalnych i informacji literaturowych można stwierdzić, że w doświadczeniach metodą elektrochemiczną otrzymano nieco zaniżone wyniki, ale ze względu na znaczne, osiągające niemal rząd wielkości, rozbieżności w danych literaturowych (rys. 12.13) dla

pęcherzyków o rozmiarach uzyskiwanych w badaniach samozasysającego mieszadła tarczowego (rys. 11.37) nie jest możliwe oszacowanie błędu tych pomiarów.



Rys. 12.13. Zależność współczynnika wnikania masy od rozmiarów pęcherzyków [32]

Podstawiając do zależności (12.1) wartości średnic Sautera (zależność 12.2) i zatrzymania fazy gazowej (zależność 12.3), można obliczyć jednostkową powierzchnię międzyfazową dla całego mieszalnika. Wartość tego parametru można obliczyć również na podstawie znajomości $k_L a$ i k_L . Na rysunku 12.14 przedstawiono uzyskane zależności w zależności od częstości obrotowej mieszadła.



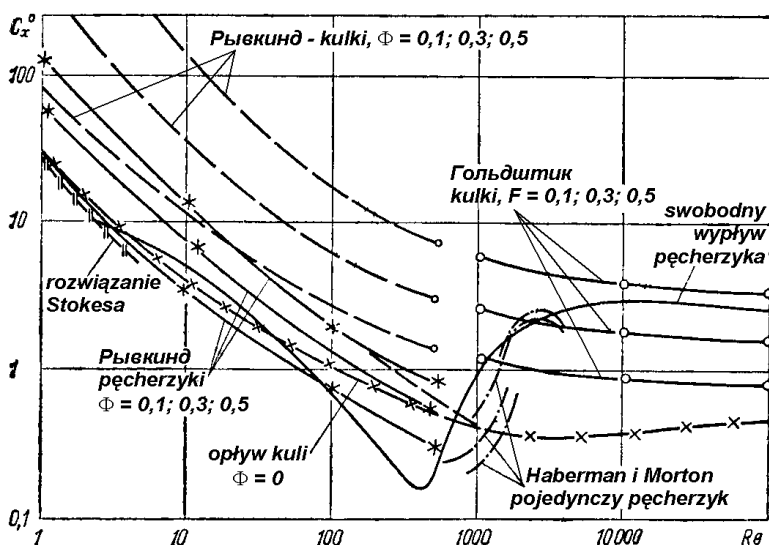
Rys. 12.14. Zależność średniej jednostkowej powierzchni międzyfazowej w mieszalniku od częstości obrotowej mieszadła samozasysającego

Dobrą zgodność z wartościami obliczonymi z równań korelacyjnych uzyskano jedynie dla najmniejszej częstości obrotowej mieszadła, odpowiadającej początkowemu zakresowi dyspergowania gazu [16]. Przy zwiększaniu częstości obrotowej obserwuje się coraz większe rozbieżności, sugerujące zaniżone od 1,5 do 3,3 razy wartości k_L . Na podstawie danych literaturowych dla jednego mieszadła [32] oraz dwóch mieszadeł na wspólnym wale [29], w których jednostkowa powierzchnia międzyfazowa wynosi od 30 do 130 m²/m³, można stwierdzić, że wartości otrzymane na podstawie objętościowych współczynników wnikania masy są zawyżone. Potwierdza to tezę o zaniżonych wartościach k_L uzyskanych w badaniach metodą dynamiczną.

Wyniki uzyskane na podstawie zależności (12.12) dla pęcherzyków o średnicy Sautera są nieco mniejsze od obliczonych z teorii Frösslinga. Jednak znacznie silniej jest uwidoczniony wpływ wznoszącego ruchu pęcherzyków przy ścianie, szczególnie dla największej częstości obrotowej. Pewien wpływ na wartości obliczone z zależności (12.13) ma uzależnienie współczynnika oporu jedynie od liczby Reynoldsa. Dane literaturowe wskazują, że

$$C_x = C_x^0(Re, \Phi_G, Ma) + \left(1 - \frac{\rho_G}{\rho_W}\right) \cdot \frac{d_p}{U_{wzg}^2} \cdot \frac{dU_{wzg}}{dt} \quad (12.13)$$

Na rysunku 12.15 przedstawiono teoretyczne i doświadczalne zależności C_x^0 od liczby Reynoldsa $Re = \frac{d_p \cdot U_{wzg}}{\nu}$ i objętościowego udziału fazy gazowej (zatrzymania fazy gazowej) Φ_G przy liczbie Macha $Ma = 0$.



Rys. 12.15. Zależność C_x^0 od Re dla różnych wartości Φ_G [17]

Z analizy rysunku 12.15 wynika, że wraz ze wzrostem wartości zatrzymania fazy gazowej Φ_G zwiększa się wartość współczynnika oporu C_x^0 . Do jego obliczenia można posłużyć się zależnością

$$C_x^0 = \frac{c_x^0 |_{\Phi_G=0}}{(1-\Phi_G)^{n_x}} \quad (12.14)$$

w której $n_x = 4 \div 5$. Dla samozasysającego mieszadła tarczowego globalne zatrzymanie fazy gazowej można obliczać z zależności [8]

$$\Phi_G = 0,386 \cdot (Fr' - Fr'_{kr})^{0,818} \cdot \left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{0,193} \cdot \left(\frac{D}{T}\right)^{2,270} \quad (12.15)$$

Jednak do określenia lokalnych wartości k_L z zależności (12.12) konieczna jest znajomość rozkładu wartości zatrzymania fazy gazowej w mieszalniku. Takie badania nie zostały dotychczas przeprowadzone dla omawianego mieszadła, ale są możliwe do wykonania metodami fotooptycznymi.

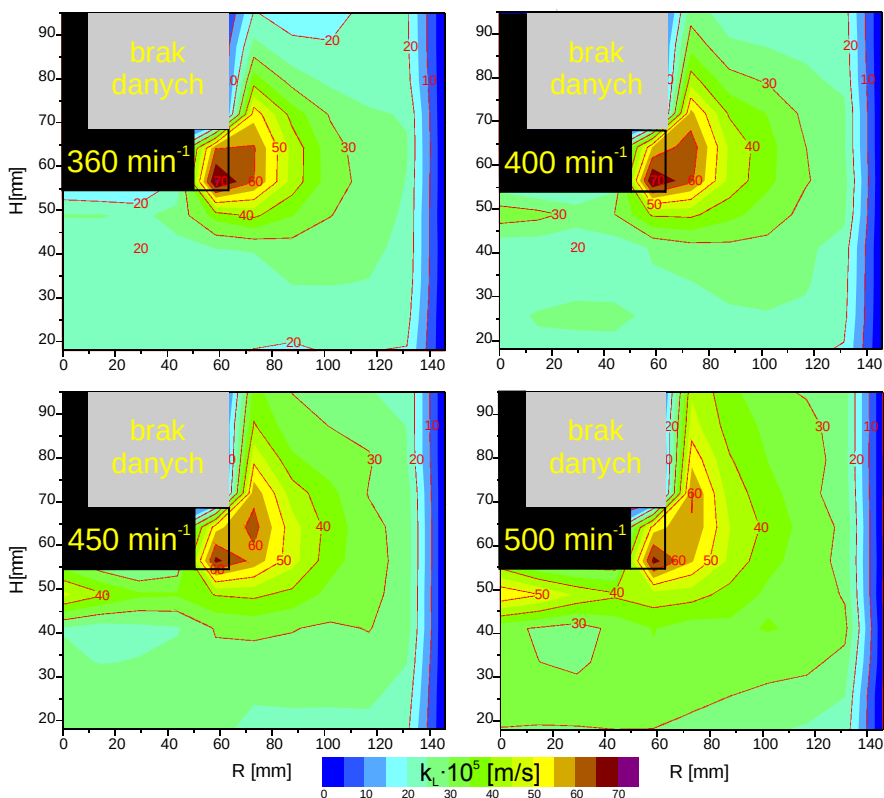
Można sądzić, że zauważalna niezgodność rozkładów współczynnika wnikania masy wynika z powstawania za łopatkami chmur gazowych. Są to obiekty trudne do badań doświadczalnych mających na celu określenie powierzchni międzyfazowej oraz prędkości względnych faz. Można tego uniknąć stosując model oparty o szybkość dyssypacji energii. Jest ona parametrem łatwiej mierzalnym, gdyż dotyczy tylko fazy ciekłej. W literaturze przedmiotu [25-27] znaleziono zależność współczynnika wnikania masy od szybkości dyssypacji energii

$$k_L = c_\varepsilon \cdot D_{AB}^{1/2} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{\nu}\right)^{1/4} \quad (12.16)$$

Dla podanej w literaturze [21, 24] wartości współczynnika $c_\varepsilon = 0,4$ obliczone z równania (12.16) wartości k_L dla mieszadła tarczowego przedstawiono na rysunku 12.16.

Obliczone z zależności (12.16) wartości k_L dla mieszadła tarczowego mieszczą się w zakresie wyznaczonym przez teorie warstwy granicznej i penetracyjną. Jednak uzyskane rozkłady są bardziej zbliżone do rozkładów doświadczalnych, z wyjątkiem obszaru przy łopatkach mieszadła, gdzie w doświadczeniach uzyskano wzrost wartości k_L dla zwiększających się częstości obrotowych mieszadła, natomiast w przypadku wartości uzyskanych z modelu można jedynie mówić o stałych wartościach k_L w tym obszarze.

Jeżeli założy się, że uzyskane doświadczalnie rozkłady k_L są prawidłowe, a niewłaściwe są tylko wartości, to korygując wartości współczynników liczbowych w zależnościach (12.9), (12.12) i (12.17), można porównać zgodność rozkładów minimalizując wartość średniego błędu względnego. Dla określonych iteracyjnie wartości współczynników liczbowych $c_\varepsilon = 0,0544$, $c_w = 0,239$ dla średnicy Sautera i $c_w = 0,213$ dla rozkładu średnic, $c_H = 0,0810$ dla średnicy Sautera i $c_H = 0,0810$ dla rozkładu średnic, wartości średnich błędów względnych (odniesionych do wartości doświadczalnych) zestawiono w tabeli 12.1.



Rys. 12.16. Wartości współczynnika wnikańia masy obliczone na podstawie rozkładów szybkości dyssypacji energii

Dla skorygowanych wartości współczynników liczbowych błędy dla modeli Frösslinga i Higbie’go są na poziomie 30%, a dla modelu opartego na dyssypacji energii udało się zmniejszyć błąd średni do ok. 21%. Jest to o tyle ważne, że określenie szybkości dyssypacji energii wymaga mniejszego wysiłku pomiarowego (mierzy się prędkość jedynie fazy ciekłej w układzie dwufazowym zamiast pomiarów prędkości obu faz i rozkładów wielkości pęcherzyków), ale jej określanie również jest obarczone trudnym do oszacowania błędem (rozdział 10).

Tabela 12.1. Średnie błędy względne k_L obliczonych z różnych modeli

Model	Średni błąd względny		Średni błąd względny po korekcie współczynników liczbowych	
	d_{32}	rozkład d_{sr}	d_{32}	rozkład d_{sr}
Frösslinga	65,8%	80,1%	29,0%	30,3%
Higbie’go	1174,6%	1298,1%	29,1%	30,3%
dyssypacyjny	627,3%		20,8%	

W ostatnim czasie pojawiła się również możliwość pomiaru współczynnika wnikania masy metodą laserowo indukowanej fluorescencji, ale dotyczy to pojedynczych pęcherzyków wznoszących się przez warstwę cieczy [28].

12.1. Wnioski

Ze względu na małą grubość noża świetlnego stosowaną w pomiarach *PIV* określanie powierzchni międzyfazowej na podstawie fotografii uzyskanych w tych pomiarach jest obciążone dużym błędem.

Na podstawie pomiarów wielkości pęcherzyków i danych literaturowych dotyczących modeli wnikania masy w mieszalniku można stwierdzić, że w przypadku samozasysającego mieszadła tarczowego dyspergującego gaz w elektrolicie mamy do czynienia z obszarem przejściowym pomiędzy małymi, „nieodkształcalnymi” pęcherzykami a pęcherzykami większymi ($d_p > 2,5$ mm), których powierzchnia międzyfazowa ulega deformacjom podczas ruchu w cieczy. Dla tego obszaru w literaturze znaleziono mało informacji o wartościach współczynnika wnikania masy.

Najlepszą zgodność danych doświadczalnych współczynnika wnikania masy i obliczonych z modeli otrzymano dla początkowej fazy dyspergowania gazu i modelu Frösslinga. W przypadku modelu odnawialnej powierzchni i modelu opartego o szybkość dyssypacji energii otrzymano zawyżone wartości współczynnika wnikania masy k_L , jednak w przypadku skorygowania wartości współczynników liczbowych w równaniach modelowych, można otrzymać dobrą zgodność wartości doświadczalnych i modelowych dla początku samozasysania.

Dla skorygowanej w oparciu o wartości doświadczalne zależności między współczynnikiem wnikania masy i szybkością dyssypacji energii uzyskano zgodność na poziomie $\pm 20\%$, co można uznać za dobry wynik. Ma to znaczenie ze względu na najmniejsze nakłady na wykonanie pomiarów tego parametru.

12.2. Literatura

- [1] Kurasiński T., Kuncewicz Cz., Stelmach J., *Lokalne wartości k_L a w mieszalniku dla układu gaz-ciecz*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 44 (36), 5s, ss. 36-40, 2005.
- [2] Kurasiński T., Kuncewicz Cz., Stelmach J., *Wnikanie masy w cieczach nie-newtonowskich podczas samozasysania*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 44 (36), 5s, ss. 40-44, 2005.
- [3] Kurasiński T., *Wpływ parametrów pola turbulentnego na szybkość transportu masy dla mieszadeł samozasysających*, Praca doktorska, Politechnika Łódzka, 2007.
- [4] Leguay C., Ozcan-Taskin G., Rielly C.D., *Gas-liquid mass transfer in vortex-ingesting, agitated draft tube reactor*, Materiały 10th European Conference on Mixing, ss. 189-196, Delft, Holandia, 2000.
- [5] Zlokarnik M., *Stirring. Theory and Practice*, Wiley-VCH, Weinheim, 2001.

- [6] Kurasiński T., Kuncewicz Cz., Stelmach J., *Distribution of values of the volumetric mass transfer coefficient during aeration of liquid using a self-aspirating impeller*, Chemical and Process Engineering, 31, ss. 505-514, 2010.
- [7] Stręk F., *Mieszanie i mieszalniki*, WNT, Warszawa 1983.
- [8] Stelmach J., *Badanie pracy samozasysającego mieszadła tarczowego*, Praca doktorska, Politechnika Łódzka, 2000.
- [9] Stelmach J., *Współczynniki wnikania masy dla mieszadeł Rushtona i samozasysającego*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, 48 (40), 4, ss. 122-123, 2009.
- [10] Kluytmans J.H.J., van Wachem B.G.M., Kuster B.F.M, Schouten J.C., *Mass transfer in sparged and stirred reactors: influence of carbon particles and electrolyte*, Chemical Engineering Science, 58, ss. 4719-4728, 2003.
- [11] Kurasiński T., Kuncewicz Cz., Stelmach J., *Distribution of values of the volumetric mass transfer coefficient during aeration of liquid using a self-aspirating impeller*, Chem. Proc. Eng., 31, ss. 505-514, 2010.
- [12] Stręk F., Karcz J., *Zastosowanie metody elektrochemicznej do badania transportu masy w obszarze przyściennym mieszalnika cieczy*, Inż. Chem. Proc., 20, ss. 3-22, 1999.
- [13] Kurasiński T., Kuncewicz Cz., *Wpływ parametrów turbulencji na szybkość transportu masy w zakresie ruchu burzliwego*, Inż. Apar. Chem., 45 (37), 4s, ss. 101-102, 2006.
- [14] Kuncewicz Cz., Stelmach J., *Mass transfer coefficients during aeration by a self-aspirating impeller*, Materiały 14th European Conference on Mixing, ss. 241-246, Warszawa, Polska, 2012.
- [15] Poncin S., Nguyen C., Midoux N., Breyse J., *Hydrodynamics and volumetric gas-liquid mass transfer coefficient of a stirred equipped with a gas-inducing impeller*, Chem. Eng. Sci., 57, ss. 3299-3306, 2002.
- [16] Kurasiński T., Kuncewicz Cz., *Efektywna powierzchnia wymiany masy dla początkowej fazy samozasysania gazu*, Inż. Apar. Chem., 45 (37), 6s. ss. 132-133, 2006.
- [17] Федоровский А.Д., Никифорович Е.И., Приходько Н.А., *Процессы переноса в системах газ-жидкость*, Наукова думка, Киев 1988.
- [18] Serwiński M., *Zasady inżynierii chemicznej i procesowej*, WNT, Warszawa, 1982.
- [19] Alves S.S., Maia C.I., Vasconcelos J.M.T., *Gas-liquid mass transfer coefficient in stirred tanks interpreted through bubble contamination kinetics*, Chemical Engineering and Processing, 43, ss. 823-830, 2004.
- [20] Ju L.-K., Ho Ch.S., *Measuring oxygen diffusion coefficients with polarographic oxygen electrodes: I. Electrolyte solutions*, Biotechnology and Bioengineering, Vol. XXVII, ss. 1495-1499, 1985.
- [21] Jamnongwong M., Loubiere K., Dietrych N., Hebrard G., *Experimental study of oxygen diffusion coefficients in clean water containing salt, glucose or surfactant: Consequences on the liquid-side mass transfer coefficients*, Chem. Eng. Journ., 165, ss. 758-768, 2010.
- [22] Linek V., Kordač M., Fijasová M., Moucha T., *Gas-liquid mass transfer coefficient in stirred tanks interpreted through models of idealized eddy structure of turbulence in the bubble vicinity*, Chemical Engineering and Processing, 43, ss. 1511-1517, 2004.
- [23] Alves S.S., Vasconcelos J.M.T., Orvalho S.P., *Mass transfer to clean bubbles at low turbulent energy dissipation*, Chemical Engineering Science, 61, ss. 1334-1337, 2006.

- [24] Deindoerfer F.H., Humphrey A.E., *Mass transfer from individual gas bubbles*, Industrial & Engineering Chemistry, **53**, 9, ss. 755-759, 1961.
- [25] Spelt P.D.M., Biesheuvel A., *On the motion of gas bubbles in homogeneous isotropic turbulence*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 336, ss. 221-244, 1997.
- [26] Garcia-Ochoa F., Gomez E., *Theoretical prediction of gas-liquid mass transfer coefficient, specific area and hold-up in sparged stirred tanks*, Chemical Engineering Science, 59, ss. 2489-2501, 2004.
- [27] Prasher B.D., Wills G.B., *Mass transfer in agitated vessel*, Ind. Eng. Chem. Process Des. Develop., **12**, 3, ss. 351-354, 1973.
- [28] Francois J., Dierych N., Guiraud P., Cockx A., *Direct measurement of mass transfer around a single bubble by micro-PLIFI*, Chem. Eng. Sci., 66, ss. 3328-3338, 2011.
- [29] Bouaifi M., Roustan M., *Bubble size and mass transfer coefficients in dual-impeller agitated reactors*, The Canadian Journal of Chemical Engineering, 76, ss. 390-397, 1998.
- [30] Kasundra R.B., Kulkarni A.V., Joshi J.B., *Hydrodynamics and mass transfer characteristic of single and multiple impeller hollow self-inducing reactors*, Industrial & Chemical Engineering Research, 47, ss. 2829-2841, 2008.
- [31] Patil S.S., Deshmukh N.A., Joshi J.B., *Mass-transfer characteristics of surface aerators and gas-inducing impellers*, Industrial & Chemical Engineering Research, 43, ss. 2765-2774, 2004.
- [32] Uhl V.W., Gray J.B., *Mixing. Theory and practice*, Vol. II, Academic Press, New York 1967.
- [33] Kulkarni A.A., Joshi J.B., *Bubble formation and bubble rise velocity in gas-liquid systems: A review*, Industrial and Engineering Chemistry Research, 44, ss. 5873-5931, 2005.
- [34] Karcz J., Kielbus-Rapala A., *Gas-liquid mass transfer process in the presence of solids in an agitated vessel*, Materiały XI Ogólnopolskiego Seminarium MIESZANIE, ss. 113-117, Łódź-Rogów 2008.

13. WNIOSKI KOŃCOWE

Pomimo rozwoju technik modelowania matematycznego, techniki pomiarowe nadal są ważnym narzędziem w pracy naukowej zmierzającej do poznania i opisanie zjawisk zachodzących w procesie mieszania. Jednym z tych narzędzi są techniki fotoptyczne, w których wykorzystuje się promieniowanie świetlne odbite od obiektu pomiarowego. Na przestrzeni ostatnich dziesięcioleci nastąpił ogromny rozwój tych technik związany przede wszystkim z rozwojem laserów jako źródeł światła i komputerów do obróbki uzyskanych danych. Dla potwierdzenia tego faktu wystarczy przejrzeć witryny internetowe wytwórców takiego sprzętu pomiarowego, np.

- *Dantec Dynamics* (<http://www.dantecdynamics.com>)
- *LaVision GmbH* (<http://www.lavision.de>).

Wspomniany rozwój nowoczesnych technik pomiarowych spowodował zanik wcześniej stosowanych i względnie tanich technik wizualizacji przepływów, opartych np. na znacznikach przepływu. Należy jednak zauważyć, że wyniki uzyskane z ich pomocą są prawidłowe. Również należy mieć na względzie, że nie istnieje jedna, uniwersalna technika pomiarowa dostarczająca wszystkich danych o przebiegu procesu. To stwierdzenie odnosi się również do metod fotoptycznych. I tak, w metodzie *LDA* otrzymuje się informacje o prędkościach chwilowych w małym punkcie pomiarowym, podczas gdy w metodzie *PIV* są zbierane informacje o prędkościach dla dużego obszaru pomiarowego (np. 1/4 przekroju poprzecznego mieszalnika o średnicy 292 mm). Jednak w metodzie *LDA* mogą być w sprzyjających warunkach rejestrowane zmiany prędkości ze średnią częstotliwością do kilku tysięcy herców, natomiast w systemie *PIV* (poza specjalnymi i kosztownymi systemami) ta częstotliwość wynosi jedynie kilkanaście herców. Jednak cząstki traseru przechodzą przez objętość pomiarową układu *LDA* w nierównych odstępach czasowych, co nie ma znaczenia przy obliczaniu prędkości średniej, ale do obliczania szybkości dyssypacji energii należy użyć numerycznych metod próbkowania sygnału, co może się wiązać z jego zniekształceniem. Z kolei w systemie *PIV* istnieje możliwość zsynchronizowania włączania układu oświetlająco-rejestrującego z położeniem łopatkki mieszadła względem przegrody, co ma istotne znaczenie przy badaniu opływu łopatkki przez ciecz. Również duże pole pomiarowe w przypadku znacznych różnic prędkości w nim występujących (ma to miejsce na wysokości zawieszenia mieszadła) stwarza pewne trudności pomiarowe przy określeniu odstępu czasowego między impulsami lasera. Użycie małego interwału, dogodnego do określania dużych prędkości przy mieszadzie, powoduje uzyskanie małych przemieszczeń znaczników w pobliżu ścianki (gdzie prędkości są małe) i w konsekwencji zwiększony błąd pomiarowy. Z kolei długi odstęp między impulsami może skutkować wyjściem znaczników z pola pomiarowego. Tak więc metoda pomiarowa powinna być dostosowana do aktualnych potrzeb, o ile dysponuje się różnymi układami pomiarowymi.

Metody fotooptyczne mogą dostarczać dużych ilości informacji w bardzo krótkim czasie. Do przetworzenia tych informacji niezbędne są wydajne systemy komputerowe. Na przykład czas określania rozmiarów pęcherzyków na jednym zdjęciu wynosił do kilkunastu minut w zależności od liczebności i zakresu rozmiarów. Wymusiło to ograniczenie przy uśrednianiu rozmiarów pęcherzyków do 10 zdjęć, mimo iż w pomiarach *PIV* uzyskano 100 zdjęć w czasie kilkudziesięciu sekund.

Rozwój systemów *PIV* spowodował opracowanie algorytmów wspomagających (zwiększających dokładność) określanie prędkości na podstawie przesunięć cząstek znacznika tak, że dysponując odpowiednim systemem z oprogramowaniem nie ma potrzeby, a nawet sensu, tworzenia własnego oprogramowania do tego celu. Natomiast w przypadku określania rozmiarów pęcherzyków gazu przy dużym zatrzymaniu fazy gazowej oprogramowanie komercyjne nie spełnia stawianych mu wymagań. Wymusza to konieczność tworzenia własnego oprogramowania opartego na określaniu granic pęcherzyków i transformacji Hougha. Jednak na końcowe wyniki ma wpływ wiele parametrów, co jak dotychczas wymaga dość czasochłonnego określania ich wartości metodą prób i błędów. Dalsze prace nad nowymi algorytmami powinny iść w kierunku automatyzacji określania wartości jak największej liczby parametrów.

W przypadku metod fotooptycznych, jak i w zwykłej fotografii, bardzo duży wpływ na końcowe wyniki ma właściwe oświetlenie. Dotyczy to przede wszystkim pomiarów w układzie dwufazowym ciecz-gaz. Stwierdzono, że wówczas lepsze efekty daje noż światlny o grubości równej przynajmniej kilku średnicom pęcherzyków. Jednak możliwość określenia prędkości i rozmiarów pęcherzyków na podstawie tej samej serii pomiarowej (a przy użyciu dwóch kamer prędkości obu faz i rozmiarów pęcherzyków) sprawia, że pomimo gorszych warunków oświetleniowych materiał zdjęciowy uzyskany metodą *PIV* jest wykorzystywany do określania rozmiarów pęcherzyków. W badaniach własnych użyto go w przypadku pomiarów w elektrolicie, gdy rozmiary pęcherzyków co najwyżej kilkakrotnie przewyższały grubość noża świetlnego.

Poważnym problemem doświadczalnym jest określanie lokalnych wartości szybkości dyssypacji energii na podstawie danych uzyskanych metodami fotooptycznymi. Duże nadzieje można w przyszłości wiązać z metodą opartą o równanie definicyjne, jednak wymaga to znacznego wzrostu rozdzielczości stosowanego sprzętu. Jednak na razie postęp w tej dziedzinie jest dość powolny, zwłaszcza że użycie w badaniach dostępnej na rynku kamery o matrycy 16 Mpx zamiast posiadanej z matrycą 4 Mpx, zwiększa rozdzielczość przestrzenną tylko dwukrotnie. Do pełnego wykorzystania tej metody wymagany jest system stereo *PIV*, określający wszystkie trzy składowe prędkości. Zanim to jednak nastąpi, najlepszym rozwiązaniem obliczeniowym jest równanie wymiarowe. Jego użycie, mimo konieczności stosowania poprawek, ma najmniej ograniczeń. Nie wymaga np. określania prędkości konwekcyjnej. Również szybkość rejestrowania prędkości chwilowych nie ma w tym przypadku znaczenia.

Kolejny problem stanowią pomiary prędkości cieczy w układzie dwufazowym ciecz-gaz przy większych zatrzymaniach fazy gazowej. Stwierdzono, że dobre rezultaty daje użycie znaczników fluorescencyjnych. Jednak i w tym przypadku rozpraszanie światła na granicy faz ogranicza stosowalność tej metody. Otrzymane rezultaty są jednak i tak lepsze niż przy stosowaniu cyfrowego usuwania obrazów pęcherzy, aby pozostały tylko obrazy cząstek traseira służące do określania prędkości cieczy. Użycie dwóch kamer obejmujących to samo pole pomiarowe umożliwia jednoczesną rejestrację ruchu cieczy i pęcherzyków. Przy dużych rozdzielczościach przestrzennych umożliwia to zarejestrowanie opływu pęcherzyka przez ciecz.

Wielu użytecznych informacji o ruchu znaczników przepływu i pęcherzyków gazu mogą dostarczyć kamery o zwiększonej szybkości filmowania, jednak użyty w doświadczeniach sprzęt miał małą rozdzielczość przekładającą się na zwiększone błędy określania pozycji, a więc i prędkości. Również dużą wadą posiadanych kamer jest wymóg bardzo intensywnego oświetlenia (o dużym natężeniu).

Ważnym zagadnieniem pośrednio związanym z samymi metodami pomiarowymi jest sposób przedstawiania wyników. Ze względu na duże ilości informacji dla metody *PIV* najdogodniejsze wydają się być mapy wektorowe i konturowe (np. z liniami jednakowych prędkości). Jednak w celu porównania wyników z uzyskanymi metodą *LDA* należy użyć profili uzyskiwanych zwykle przez interpolację wyników pierwotnych.

14. STRESZCZENIE

Tematem monografii jest określenie zakresu stosowalności wybranych metod fotooptycznych w pomiarach dotyczących procesu mieszania cieczy i układu dwufazowego gaz-ciecz przez samozasysające mieszadło tarczowe. Badania dotyczyły dwóch parametrów: prędkości faz oraz rozmiarów pęcherzyków.

Porównano średnie prędkości cieczy w układzie jednofazowym określone trzema metodami: znaczników przepływu, dopplerowską anemometrią laserową (*LDA*) oraz analizą przesunięć obrazów cząstek znacznika (*PIV*). Wartości prędkości w wybranych punktach mieszalnika poza obszarem mieszadła zmierzone tymi metodami wykazywały bardzo zbliżone wartości. Natomiast w pobliżu mieszadła zaobserwowano znaczące różnice. Prędkości uzyskane w pomiarach z użyciem znaczników przepływu były mniejsze niż dla pozostałych metod. Dla pomiarów prędkości cieczy w układzie dwufazowym gaz-ciecz metoda *LDA* okazała się nieprzydatna, gdyż bez dodatkowego osprzętu nie można odróżnić sygnału odbitego od powierzchni traseru i pęcherzyka powietrza. Znaczniki przepływu są dobrze widoczne w układzie dwufazowym, ale pęcherzyki gazu powodują ich wynoszenie ku powierzchni swobodnej cieczy, co również czyni tę metodę nieprzydatną do pomiarów. Najlepszym rozwiązaniem okazała się metoda *PIV* z traserem zawierającym barwnik fluorescencyjny. Pozwala ona mierzyć prędkości cieczy przy zatrzymaniu fazy gazowej mniejszym od 5%. Dzięki temu potwierdzono czynione we wcześniejszych pracach założenie, że w początkowej fazie samozasysania prędkości cieczy w układzie jedno- i dwufazowym są niemal takie same. Metodą *PIV* można również określać prędkość pęcherzyków gazu w cieczy.

Na podstawie serii pomiarów prędkości można określić wartość średnią oraz pulsację prędkości w sensie RMS. Pulsacje prędkości pozwalają określić szybkość dyssypacji energii. Na podstawie przeprowadzonej analizy danych ustalono, że nie ma metody, którą można traktować jako metodę odniesienia. Każda z analizowanych metod wymaga wyznaczenia wartości współczynnika liczbowego. Jako najlepszą uznano metodę opartą na równaniu wymiarowym, gdyż ma najmniejsze ograniczenia dotyczące częstości i równomierności określania prędkości chwilowych oraz wysiłku obliczeniowego. Przy odległości między sąsiednimi wektorami prędkości mniejszej od skali Kołmogorowa do określania szybkości dyssypacji energii można używać równania definicyjnego. Stwierdzono, że około 2/3 energii jest rozpraszane w niewielkim obszarze w pobliżu mieszadła. W układzie dwufazowym dla zwiększających się zatrzymań fazy gazowej obserwuje się zmniejszanie lokalnych wartości szybkości dyssypacji energii w porównaniu z układem jednofazowym w odpowiadających sobie punktach mieszalnika.

Metody fotooptyczne od dawna służyły do określania rozmiarów pęcherzyków gazu dyspergowanego w cieczy. Na podstawie przeprowadzonych doświadczeń stwierdzono, że przy większych zatrzymaniach fazy gazowej, gdy

obrazy pęcherzyków zachodzą na siebie, jest możliwe określanie ich rozmiarów, ale występują duże trudności w zautomatyzowaniu tego procesu. Rozmiary pęcherzyków dość dobrze opisuje rozkład logarytmiczno-normalny. Stwierdzono, że w przeciwieństwie do układów mieszająco-napowietrzających z bełkotkowym zasilaniem gazem rozmiary pęcherzyków zwiększają się wraz ze wzrostem częstości obrotowej mieszadła. Nie zaobserwowano znaczących zmian rozmiarów pęcherzyków w zależności od położenia w mieszalniku. Z kolei największa jednostkowa powierzchnia międzyfazowa występuje na wysokości mieszadła. Zwiększa się ona wraz ze wzrostem częstości obrotowej mieszadła.

HYDRODYNAMIKA UKŁADU DWUFAZOWEGO CIECZ-GAZ W WYKORZYSTANIU METOD FOTOOPTYCZNYCH

JACEK STELMACH – HYDRODYNAMIKA UKŁADU DWUFAZOWEGO CIECZ-GAZ W MIESZALNIKU
– WYKORZYSTANIE METOD FOTOOPTYCZNYCH * NR 2094

ISBN 978-83-7283-597-0