

SPIS TREŚCI

SPIS OZNACZEŃ.....	7
1. WPROWADZENIE	11
1.1. Zakres i przeznaczenie książki	11
1.2. Pojęcie płynu, makroskopowe własności płynu	13
2. CYRKULACJA CIECZY W MIESZALNIKU	19
2.1. Intensywność mieszania	25
3. MIESZADŁA WSTĘGOWE	28
3.1. Moc mieszania mieszadeł wstęgowych	28
3.1.1. Równania korelacyjne w formie funkcji potęgowych	35
3.1.2. Zastosowanie analogii przepływu Couette'a	42
3.1.3. Analiza wielkości oporu cieczy względem elementu obrotowego w mieszalniku	47
3.1.4. Wykorzystanie metod modelowania matematycznego	51
3.1.5. Wpływ poszczególnych parametrów geometrycznych mieszadła na moc mieszania	52
3.1.5.1. Wpływ prześwitu	53
3.1.5.2. Wpływ skoku wstęgi mieszadła	56
3.1.5.3. Liczba wstęp	58
3.1.5.4. Szerokość wstęgi	60
3.1.6. Nietypowe rozwiązania konstrukcyjne mieszadeł wstęgowych ...	60
3.2. Czasy homogenizacji	63
3.2.1. Zależność pomiędzy czasem homogenizacji τ_m a czasem cyrkulacji τ_c	71
3.2.2. Wpływ szerokości wstęgi na czas homogenizacji	72
3.2.3. Wpływ prześwitu na czas homogenizacji	73
3.2.4. Wpływ skoku wstęgi mieszadła na czas homogenizacji	75
3.2.5. Wpływ liczby wstęp mieszadła na czas homogenizacji	76
3.2.6. Zależności korelacyjne określające czas homogenizacji	77
3.3. Mieszanie cieczy nienewtonowskich	78
3.3.1. Podział cieczy nienewtonowskich	78
3.3.1.1. Obliczanie lepkości pozornej dla płynów reostabilnych	85
3.3.2. Wyznaczanie szybkości ścinania w mieszalniku na podstawie uproszczonych modeli	86
3.3.3. Doświadczalne wyznaczanie średniej szybkości ścinania w mieszalniku	89
3.3.4. Zależności korelacyjne określające średnią szybkość ścinania cieczy w mieszalniku	90
3.3.5. Ciecze sprężystolepkie	98

3.4. Wymiana ciepła w mieszalniku	105
3.4.1. Współczynniki wnikania ciepła na ścianie mieszalnika	107
3.4.2. Metody pomiaru współczynników wnikania ciepła na ścianie mieszalnika	109
3.4.2.1. Metoda termiczna	109
3.4.2.2. Metoda elektrochemiczna	115
3.4.2.3. Metoda z wykorzystaniem lokalnego źródła ciepła	116
3.4.3. Zależności korelacyjne dotyczące współczynników wnikania ciepła na ścianie mieszalnika	117
3.4.4. Zastosowanie modeli fenomenologicznych do opisu wymiany ciepła	130
3.4.5. Wykorzystanie metod CFD do modelowania wymiany ciepła... ..	136
3.5. Mieszadła o pracy cyklicznej i zmiennym kierunku obrotów	148
4. MIESZADŁA KOTWICOWE	169
4.1. Moc mieszania	170
4.1.1. Układy złożone mieszadeł	176
4.1.2. Wpływ węzownic i prętów zamocowanych w mieszalniku na moc mieszania	180
4.2. Średnia szybkość ścinania cieczy w mieszalniku	181
4.2.1. Ciecze posiadające granicę płynięcia	191
4.3. Wymiana ciepła na ścianie mieszalnika	195
4.3.1. Ciecze newtonowskie	196
4.3.2. Ciecze nienewtonowskie	201
4.3.3. Mieszadła skrobakowe	206
4.3.4. Wymiana ciepła do węzownic	209
5. MIESZADŁA ŚLIMAKOWE	216
5.1. Czasy cyrkulacji oraz czasy zmieszania	217
5.2. Efektywność mieszania	225
5.3. Wymiana ciepła	230
5.4. Moc mieszania	233
6. MODELOWANIE HYDRODYNAMIKI MIESZALNIKA	246
6.1. Przegląd ogólny modeli	247
6.2. Modelowanie dla zakresu mieszania laminarnego	252
6.2.1. Dwuwymiarowe modele fenomenologiczne	253
6.2.2. Model 2D dla mieszadeł o łopatkach ustawionych prostopadle do płaszczyzny obrotów mieszadła	258
6.2.3. Model 2D dla mieszadeł o łopatkach ustawionych ukośnie do płaszczyzny obrotów mieszadła	261
6.2.3.1. Określenie dodatkowych sił działających na elementy cieczy w obszarze mieszadła	267

6.2.3.2. Rozwiązanie modelu	269
6.2.3.3. Rozwiązanie modelu 2D dla mieszadeł wstęgowych....	272
6.2.4. Modele 3D oraz model hybrydowy 3D/2D	275
6.3. Podsumowanie.....	283
SUMMARY	290

SPIS OZNACZEŃ

A – iloczyn liczb kryterialnych = $Lm \cdot Re$	[-]
a – dyfuzyjność termiczna = $\lambda / (c_p \rho)$	[m ² /s]
c – prześwit pomiędzy łapą (wstęgą) mieszadła a ścianką mieszalnika (D-d)/2	[m]
c _p – ciepło właściwe	[J/(kgK)]
C _n , C _t – stałe określone równaniami (6.46) oraz (6.47)	[-]
d – średnica mieszadła	[m]
d _t – średnica dyfuzora	[m]
d _w – średnica zewnętrzna rurki węzownicy	[m]
D – średnica mieszalnika	[m]
D _w – średnica podziałowa węzownicy	[m]
E – energia mieszania	[J]
E* – efektywność mieszania zdefiniowana równaniem (5.9)	[-]
F – powierzchnia	[m ²]
F _w – powierzchnia wstęgi	[m ²]
(eff) _{rel} – efektywność mieszania zdefiniowana równaniem (5.11)	[-]
H – wysokość cieczy w mieszalniku	[m]
h – wysokość łapy mieszadła	[m]
k – współczynnik konsystencji w równaniu potęgowym	[Pa·s ⁿ]
k – liczba falowa (rozdział 6)	[1/m]
K _c – bezwymiarowa liczba cyrkulacji = $N \cdot \tau_c$	[-]
K _m – bezwymiarowa liczba mieszania = $N \cdot \tau_m$ określona równaniem (2.17)	[-]
K _p – bezwymiarowa liczba cyrkulacji pierwotnej = $V_p / (Nd^3)$	[-]
K _s – współczynnik w równaniu (3.56) Metznera i Otto	[-]
K _{sc} – bezwymiarowa liczba cyrkulacji wtórnej = $V_s / (Nd^3)$	[-]
M – moment obrotowy na wale mieszadła	[Nm]
N – częstość obrotowa mieszadła	[obr/s]
N ₁ – pierwsza różnica naprężeń normalnych	[N/m ²]
N ₂ – druga różnica naprężeń normalnych	[N/m ²]
N _a – liczba prętów mocujących jedną wstęgę mieszadła	[-]
N _k – częstość obrotowa mieszadła kotwicowego	[obr/s]
N _r – liczba wstęg	[-]
N _t – częstość obrotowa mieszadła turbinowego	[obr/s]

m – stosunek odchylenia standardowego do wartości średniej	[-]
n – wskaźnik płynięcia w równaniu potęgowym	[-]
n_p – liczba łap mieszadła	[-]
p – skok wstęgi	[m]
p – ciśnienie (rozdział 6)	[N/m ²]
p^* – ciśnienie bezwymiarowe określone równaniem (6.36)	[-]
P – moc mieszania	[W]
P_ϕ, P_r, P_z – składowe dodatkowej siły w obszarze mieszadła	[N]
P_n, P_t – siły oporów kształtu oraz oporów tarcia	[N]
r – promień	[m]
r^* – promień bezwymiarowy = r/R_2	[-]
R_1 – promień mieszadła	[m]
R_2 – promień mieszalnika	[m]
R_c – średni promień wstęgi	[m]
R_N – stosunek N_t/N_k	[-]
q – strumień cieplny	[W]
s – stosunek d/D	[-]
T – temperatura	[K]
$T_{\acute{s}c}$ – temperatura ścianki	[K]
u – bezwymiarowa prędkość obwodowa cieczy w mieszalniku = $u_\phi/(\pi dN)$	[-]
w – bezwymiarowa prędkość promieniowa cieczy w mieszalniku = $u_r/(\pi dN)$	[-]
v – bezwymiarowa prędkość osiowa cieczy w mieszalniku = $u_z/(\pi dN)$	[-]
w, w_i – szerokość wstęgi zewnętrznej i wewnętrznej	[m]
V – objętość mieszalnika	[m ³]
V_p – cyrkulacja pierwotna w mieszalniku	[m ³ /s]
V_s – cyrkulacja wtórna w mieszalniku	[m ³ /s]
u_ϕ, u_r, u_z – odpowiednio prędkość obwodowa, promieniowa i osiowa w mieszalniku	[m/s]
z – współrzędna pionowa	[m]
α – współczynnik wnikania ciepła	[W/(m ² K)]
α_{lok} – lokalny współczynnik wnikania ciepła	[W/(m ² K)]
β – kąt	[°]
δ_t – grubość warstwy termicznej	[m]
ϵ – szybkość dyssypacji energii	[W/kg]
Φ – bezwymiarowa funkcja prądu = $\psi/(Nd^3)$	[-]

$\dot{\gamma}$ – szybkość ścinania	[1/s]
η – lepkość dynamiczna	[Pas]
η_{ac} – lepkość zastępcza w mieszalniku	[Pas]
η_p – lepkość plastyczna płynu Binghama	[Pas]
η^* – lepkość bezwymiarowa określona równaniem (3.156)	[-]
φ – kąt	[rad]
λ – przewodnictwo cieplne	[W/(mK)]
λ – stosunek = R_2/H (rozdział 6)	[-]
ν – lepkość kinematyczna	[m ² /s]
ρ – gęstość	[kg/m ³]
ψ – funkcja prądu (rozdział 2)	[m ³ /s]
ψ_1, ψ_2 – współczynniki naprężeń normalnych (rozdział 3)	[Ns ² /m ²]
τ – naprężenia styczne	[Pa]
τ_c – czas cyrkulacji	[s]
$\bar{\tau}_c$ – średni czas cyrkulacji	[s]
τ_m – czas mieszania	[s]
τ_0 – naprężenia graniczne	[Pa]
ω – częstość obrotowa cieczy	[rad/s]
ω_0 – częstość obrotowa mieszadła	[rad/s]
ω^* – bezwymiarowa częstość obwodowa cieczy = ω/ω_0	[-]
ζ – współczynnik oporu	[-]

Moduły bezwymiarowe

$$\text{Re} = \frac{Nd^2\rho}{\eta}, \quad \text{Re}_{ae} = \frac{d^2N^{2-n}\rho}{k(K_s)^{n-1}}, \quad \text{Re}_n = \frac{Nd^2\rho}{k}, \quad \text{Re}^* = \frac{d^2N^{2-n}\rho}{k},$$

$$\text{Re}^* = \frac{\omega_0 \cdot R_2^2}{\nu} \quad - \text{liczby Reynoldsa},$$

$$\text{Fr}^* = \frac{\omega_0^2 \cdot R_2^2}{g \cdot H} \quad - \text{liczba Frouda}, \quad \text{Pr} = \frac{c_p \eta}{\lambda} \quad - \text{liczba Prandtla},$$

$$\text{Lm} = \frac{P}{n^3 d^5 \rho} \quad - \text{liczba mocy},$$

$$K_p = \frac{V_p}{Nd^3}, \quad K_{sc} = \frac{V_s}{Nd^3} \quad - \text{bezwymiarowe liczby cyrkulacji pierwotnej i wtórnej}.$$

1. WPROWADZENIE

1.1. Zakres i przeznaczenie książki

Mieszanie płynów jest niewątpliwie jedną z najczęściej spotykanych operacji jednostkowych w szeroko rozumianym przemyśle przetwórczym. Zdaniem autora prezentowanej monografii, ze względu właśnie na częstość występowania i pewnego rodzaju jej „pospolitość”, operacja ta jest niedoceniana szczególnie w aspekcie praktycznym. Z drugiej strony, mieszanie jest procesem, który w sposób szczególny wiąże prace badawcze z praktyką przemysłową, a opracowania inżynierskie konkretnych rozwiązań nie powinny pozostawać bez wsparcia zaawansowanych analiz teoretycznych oraz badań podstawowych. Stąd też ciągle wzrastająca liczba publikacji dotyczących omawianej tematyki. W chwili obecnej, w globalnej sieci informacyjnej, jaką stanowi Internet, dostępnych jest kilkadziesiąt tysięcy czasopism oraz ponad 500000 stron internetowych o tematyce związanej z mieszaniem. Tak duża liczba informacji wymaga usystematyzowania. Ze względu na zastosowanie, zagadnienia związane z procesem mieszania podzielono na sześć kategorii:

- hydrodynamika cieczy,
- mieszalnik jako wymiennik ciepła,
- wytwarzanie zawiesiny ciała stałego w cieczy i rozpuszczanie,
- dyspersja gaz-ciecz i absorpcja,
- ciecze wzajemnie nierozpuszczalne, emulsje i ekstrakcja,
- ciecze wzajemnie rozpuszczalne i reaktory.

W związku z dużą liczbą możliwych rozwiązań teoretycznych i praktycznych w zakresie poszczególnych kategorii, istnieje konieczność ciągłego eksperymentowania, dokonywania wielokrotnych prób na modelach w różnych skalach, jak również prac w zakresie numerycznych symulacji przepływów. Coraz wyższe wymagania stawiane produktom końcowym wymagają starannego przygotowania surowców w poszczególnych stadiach produkcji. Na przykład, od właściwego i szybkiego ujednoczenia mieszaniny reakcyjnej, w przypadku szybkich reakcji egzotermicznych, zależy nie tylko jakość produktu końcowego, ale nawet kierunek przebiegu reakcji. Sposób i szybkość mieszania reagentów jest więc najistotniejszym zagadnieniem przy projektowaniu reaktorów, ponieważ proces mieszania ma bardzo ważny wpływ na przebieg reakcji. Zagadnieniami tymi zajmują się specjaliści od mikromieszania i ten obszar badań znajduje należne mu miejsce w teorii reaktorów. Analiza mikromieszania jest domeną przede wszystkim badaczy specjalizujących się w przepływach burzliwych. Dodatkowo, ważny i nierozwiązany do tej pory problem równań dymkających teorii ruchu burzliwego czyni analizę mikromieszania problemem szczególnie skomplikowanym.

Mieszanie cieczy wysokolepkich przebiega zawsze w zakresie ruchu laminarnego lub głęboko laminarnego, zwanego często przepływem pełzającym. Nie występowanie w tym przypadku problemów związanych z teorią burzliwości nie oznacza jednak, że analiza mieszania cieczy wysokolepkich jest zagadnieniem dużo prostszym. Pojawiają się bowiem problemy związane np. z koniecznością uwzględnienia właściwości całej gamy płynów nienewtonowskich oraz analizą efektywności mieszania pod względem energetycznym. Ciecze o dużych lepkościach posiadają z zasady właściwości reologiczne niepodlegające prostemu prawu Newtona. Wysoka lepkość jest również przyczyną dużego zapotrzebowania mocy do napędu mieszadła, ponieważ moc jest wprost proporcjonalna do lepkości cieczy. Duża moc mieszania wymusza konieczność określania jej wartości już na etapie projektowania, szczególnie w przypadku mieszalników o dużych wymiarach.

Na podstawie badań laboratoryjnych oraz na podstawie wieloletnich doświadczeń przemysłowych ustalono, że do mieszania cieczy wysokolepkich, takich jak stopione polimery, pasty, masy bitumiczne, lakiery, pulpy, farby, żywice, smoły itp., najlepiej nadają się mieszadła wąskoprześwitowe, czyli mieszadła wstęgowe, kotwicowe oraz ślimakowe pracujące w dyfuzorze. Nieco mniej popularnymi rozwiązaniami są w tym przypadku mieszadła ramowe, skrobakowe i ślimakowe pracujące bez dyfuzora. Z wymienionych powyżej wszystkich typów mieszadeł na szczególną uwagę zasługują mieszadła wstęgowe i ślimakowe. Podczas pracy wytwarzają dużą cyrkulację wtórną praktycznie w całym obszarze mieszalnika niezależnie od lepkości cieczy mieszanej. Duża cyrkulacja promieniowo-osiowa zdecydowała, że właśnie te typy mieszadeł znalazły największą popularność w zastosowaniach praktycznych.

Uwzględniając powyższe, w prezentowanej monografii przyjęto budowę segmentową. Poza dwoma wstępnymi rozdziałami, jej trzy następne rozdziały merytorycznie dotyczą mieszadeł wstęgowych, kotwicowych oraz ślimakowych. Każdy typ mieszadła jest rozpatrywany z punktu widzenia analizy hydrodynamiki dla danego układu mieszalnik – mieszadło, czasów zmieszania, współczynników wnikania ciepła, mocy mieszania oraz efektywności mieszania. Zależnie od typu mieszadła szczegółowość analizy jest przesunięta w odpowiednich kierunkach.

Ostatni, szósty rozdział poświęcony jest zagadnieniu modelowania hydrodynamiki w mieszalniku w ruchu laminarnym. Jest to ukłon w stronę nowoczesnych i coraz bardziej popularnych metod związanych z zastosowaniem technik CFD, wspomagających proces projektowania. W rozdziale tym skupiono się bardziej na omówieniu dostępnych w literaturze przedmiotu poszczególnych autorskich modeli, niż na omówieniu istniejących na rynku pakietów zintegrowanych. Omówienie tych ostatnich można znaleźć w stosunkowo łatwo dostępnej literaturze naukowej oraz literaturze komercyjnej.

Ze względu na obszerność omawianej tematyki, w monografii nie uwzględniono mieszania z wykorzystaniem mieszadeł statycznych oraz mieszania w układach wielofazowych. Autor uważa, iż są to samodzielne tematy, które być może doczekają się również odpowiednich opracowań.

Prezentowana monografia jest przeznaczona dla studentów wyższych lat studiów kierunków inżynierii chemicznej, technologii chemicznych, mechanicznych oraz pokrewnych. Powinna ona być szczególnie przydatna dla studentów wykonujących prace dyplomowe, jako pomoc przy opracowaniach literaturowych rozdziałów prac dyplomowych oraz dla słuchaczy studiów doktoranckich wyżej wymienionych kierunków.

Obok pomocy dla studentów, książka ta ma również ambicję być przydatną dla projektantów stykających się w swojej pracy zawodowej z problemami mieszania cieczy o dużych lepkościach, ponieważ w chwili obecnej nie istnieją uniwersalne metody pozwalające na właściwy dobór typu mieszadła i jego parametrów geometrycznych w zależności od głównego celu mieszania, lepkości cieczy oraz jej właściwości reologicznych.

1.2. Pojęcie płynu, makroskopowe własności płynu

W zależności od ciśnienia i temperatury, wszystkie ciała materialne w przyrodzie występują w trzech podstawowych stanach skupienia: **stałym**, **ciekłym** i **gazowym**. Każdy z tych stanów charakteryzuje się zdecydowanie różną ruchliwością cząsteczek lub atomów, z których ciało jest zbudowane.

Najmniejszą ruchliwością odznaczają się cząstki lub atomy ciała stałego. Atomy znajdują się w stałych odległościach od siebie i wykonują ruch drgający wokół własnych położeń równowagi. Amplituda drgań uzależniona jest od struktury wewnętrznej ciała oraz jego temperatury. Im wyższa temperatura, tym większa amplituda drgań, stąd ruch taki nazywany jest często „ruchem cieplnym”.

Jeżeli zaczniemy podgrzewać ciało stałe, czyli zwiększać jego temperaturę, będziemy jednocześnie zwiększać amplitudę wychyleń jego atomów lub cząsteczek z położeń równowagi i możemy doprowadzić do stanu, w którym wychylenia poszczególnych atomów będą ze sobą kolidowały, co w konsekwencji może doprowadzić do zmiany położeń równowagi sąsiadujących ze sobą cząsteczek lub atomów (*Prosnak, 1970*). Odpowiada to pewnej średniej energii kinetycznej cząsteczek ciała, czyli jego temperaturze. Wartość tej temperatury nazywamy *temperaturą topnienia*. Jeśli możliwość zmiany położeń równowagi dotyczyć będzie wszystkich atomów lub cząsteczek to oznacza, że osiągnęliśmy **stan ciekły**. Przechodzenie ze stanu stałego w ciekły nie odbywa się natychmiastowo, gdyż nie wszystkie cząstki muszą posiadać w tym samym czasie odpowiednie zasoby energetyczne. Dlatego podczas dostarczania energii do ciała stałego

znajdującego się w temperaturze topnienia, przez pewien czas współistnieją ze sobą faza stała i faza ciekła. W fazie ciekłej energia kinetyczna poszczególnych cząstek czy atomów jest na tyle duża, że nie posiadają one już swoich stałych położeń równowagi i są w stanie przemieszczać się w obrębie całej fazy ciekłej, chociaż w każdym nowym położeniu nadal istnieją siły spójności z sąsiednimi cząstkami.

Jeśli będziemy nadal doprowadzać do rozpatrywanego układu energię cieplną, zwiększając tym samym energię kinetyczną poszczególnych jego cząstek, to możemy doprowadzić do sytuacji, że któraś z cząsteczek cieczy znajdującej się na powierzchni swobodnej będzie posiadać tak duże zasoby energetyczne, że będzie w stanie pokonać siły spójności i wydostać się poza fazę ciekłą. Tego rodzaju incydentalne przypadki podlegają zasadom przypadkowości i dlatego mają miejsce dla dowolnego średniego stanu energetycznego cieczy. Opisane zjawisko nosi nazwę parowania cieczy i przebiega w każdej temperaturze, w której istnieje faza ciekła. Przy pewnej temperaturze zwanej *temperaturą wrzenia* średnia energia cząsteczek cieczy jest na tyle duża, że są one w stanie pokonać siły spójności z sąsiednimi cząstkami nie tylko wtedy, kiedy znajdują się na powierzchni cieczy, ale również kiedy są wewnątrz fazy stałej. Ciecz przechodzi w *fazę gazową*.

W fazie gazowej (istnieje pewna różnica pomiędzy fazą gazową a fazą parową) średnie odległości poszczególnych cząsteczek gazu od siebie są na tyle duże, że praktycznie brak jest wzajemnych oddziaływań, z wyjątkiem krótkich okresów czasu, kiedy na skutek chaotycznych ruchów cieplnych cząstki znajdują się blisko siebie, na przykład podczas zderzenia.

Opisem praw i zależności obowiązujących w fazie stałej zajmuje się dział nauki zwanej *fizyką ciała stałego*, natomiast opisem stanu gazowego zajmuje się dział fizyki zwanej *kinetyczno-molekularną teorią gazu*.

Najmniej poznaną i opisaną fazą jest faza ciekła. Wynika to z faktu, że jest ona fazą pośrednią pomiędzy dwiema krańcowymi fazami i siłą rzeczy posiada częściowo właściwości obu wspomnianych faz, które diametralnie się różnią w opisie formalnym.

Jak już wspomniano, w fazie ciekłej brak jest stałych położeń równowagi cząstek. Poszczególne cząstki tylko przez pewien czas, zwany często „czasem życia osiadłego” τ_0 , mogą znajdować się w określonym położeniu, by w następnym momencie *ruchem przeskoku* przemieścić się w nowe miejsce, oddalone od poprzedniego o pewną odległość. Jest to nowe miejsce „życia osiadłego” cząstki. Wykorzystując wielkość τ_0 , można określić cechę *plynności*. Jeśli czas t działania zewnętrznej siły odkształcającej przyłożonej do fazy ciekłej jest dużo dłuższy od czasu „życia osiadłego”, to ruchliwe molekuly fazy ciekłej mają odpowiednio dużo czasu, aby ustąpić przed działaniem tej siły z większą lub mniejszą

prędkością. Wtedy nawet mała siła jest w stanie wywołać przemieszczanie się molekuł, czyli przepływ cieczy. Z powyższego rozumowania wynika, że płynność zachodzi wtedy, jeśli

$$\frac{t}{t_0} \gg 1 \quad (1.1)$$

Jeśli natomiast

$$\frac{t}{t_0} \ll 1 \quad (1.2)$$

to mamy do czynienia z ciałem stałym, gdyż w tym przypadku wartość t_0 dąży do nieskończoności.

Przykładowo, dla wody czas $t_0 \approx 10^{-11}$ s, a dla smoły $t_0 \approx 1$ s (*Puzyrewski i Sawicki, 2000*). Zatem w warunkach technicznych zawsze będzie istniał przepływ wody po przyłożeniu sił zewnętrznych. Bardziej niejednoznacznie jest w przypadku smoły. Jeśli czas t działania siły zewnętrznej jest bardzo krótki (uderzenie), to znany jest fakt pęknięcia smoły pod wpływem uderzenia, zatem układ zachowuje się jak ciało stałe. Jeżeli zaś czas działania siły jest bardzo długi w porównaniu z wartością t_0 , to smoła w tych warunkach będzie wykazywała słabe cechy płynności.

Drugą bardzo ważną cechą płynów jest **ciągłość płynu** i wiążące się z tym określeniem, pojęcie **elementu płynu**. Należy wyjść z obserwacji, że dowolne makroskopowe właściwości płynu są wielkościami statystycznymi. Gęstość, temperatura czy ciśnienie nie miałyby sensu fizycznego, jeśli dotyczyłyby na przykład pojedynczej cząstki. Zatem parametry te posiadają jedynie sens fizyczny wtedy, kiedy dotyczą objętości płynu, w której zawarta jest odpowiednio duża liczba cząsteczek. Przykładowo, gęstość płynu ρ , która jest stosunkiem masy płynu do jego objętości ΔV nie może być określona dla objętości ΔV , której wymiar liniowy jest bliski czy nawet mniejszy od średniej drogi swobodnej cząsteczki. Ze statystycznego punktu widzenia, w objętości takiej nie mogłoby się znaleźć zbyt duża liczba cząstek, a w krańcowym przypadku mogłoby tam nie być żadnej cząstki. W płynie rzeczywistym przejście $\Delta V \rightarrow 0$ nie ma zatem sensu. Nie można określić gęstości, temperatury, ciśnienia, prędkości itp. w pewnym wybranym punkcie przestrzeni, a jedynie w punkcie przestrzeni wraz z jego najbliższym otoczeniem, czyli wraz z objętością ΔV . Objętość ta pozostaje w ścisłym związku z pojęciem **elementu płynu**.

Elementem płynu rzeczywistego będziemy nazywać taką jego objętość ΔV , której wymiary liniowe są wielkościami małymi wyższego rzędu w porównaniu z wymiarami naczynia zawierającego płyn, ale która – z drugiej strony – zawiera

tak dużą liczbę cząsteczek płynu, że właściwości makroskopowe płynu określone w stosunku do tej objętości zachowują swój sens (Prosnak, 1970; Matras, 2006).

Wprowadzone pojęcie elementu płynu dotyczy przede wszystkim cieczy oraz gazów pod ciśnieniem zbliżonym do ciśnienia atmosferycznego. Dla gazów rozrzedzonych kryterium ciągłości ośrodka definiuje się za pomocą liczby Knudsena K_n , która jest stosunkiem średniej drogi swobodnej cząstki l do charakterystycznego wymiaru naczynia L

$$K_n = \frac{l}{L} \quad (1.3)$$

Ośrodek w tym przypadku uważa się za ośrodek ciągły, jeśli $K_n > 0,01$ co oznacza, że rozmiar objętości ΔV powinien być co najmniej 100 większy od średniej drogi swobodnej cząstki.

Makroskopowe właściwości płynu

Załóżmy, że pewna objętość V jest wypełniona w sposób ciągły płynem. Jeśli z całej objętości płynu wyodrębnimy jego element ΔV , to elementowi temu będzie przypisana pewna masa Δm oraz ciężar tego elementu ΔG , w jednorodnym polu sił ciężkości. **Gęstością płynu** ρ nazywamy stosunek

$$\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad (1.4)$$

Jeśli płyn jest jednorodny, wtedy

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (1.5)$$

Podobnie definiujemy **ciężar właściwy** γ , który jest stosunkiem

$$\gamma = \frac{\Delta G}{\Delta V} \quad (1.6)$$

a dla płynu jednorodnego

$$\gamma = \frac{G}{V} \quad (1.7)$$

Ponieważ $\Delta G = g \cdot \Delta m$, to możemy napisać

$$\gamma = \rho g \quad (1.8)$$

Jednostką gęstości jest $[\text{kg}/\text{m}^3]$, natomiast jednostką ciężaru właściwego $[\text{N}/\text{m}^3]$.

Ścisłością cieczy jest zdolność do zmiany objętości pod wpływem sił zewnętrznych (ciśnienia). Miarą tej zdolności jest współczynnik ścisłości β_p wyrażony zależnością

$$\beta_p = -\frac{1}{V} \frac{\Delta V_p}{\Delta p} \quad (1.9)$$

gdzie ΔV_p oznacza zmianę pierwotnej objętości V przy wzroście ciśnienia o Δp . Po przekształceniu równania (1.9) można uzyskać zależność określającą nową objętość cieczy V_1 przy wzroście ciśnienia o wartość Δp

$$V_1 = V(1 - \beta_p \Delta p) \quad (1.10)$$

Wartości β_p [1/Pa] dla cieczy są bardzo małe. Przykładowo, w warunkach normalnych dla wody $\beta_p = 0,49 \cdot 10^{-9}$ 1/Pa, dla gliceryny $\beta_p = 0,21 \cdot 10^{-9}$ 1/Pa, dla alkoholu etylowego $\beta_p = 1,81 \cdot 10^{-9}$ 1/Pa (*Mały poradnik mechanika, 1985*). Ze względu na małe wartości współczynnika ściśliwości w obliczeniach technicznych zmiany objętości cieczy ze zmianą ciśnienia z zasady nie uwzględnia się.

Rozszerzalność cieplną płynu określa się jako jego zmianę objętości pod wpływem dodatniego lub ujemnego przyrostu temperatury. Miarą tej własności jest współczynnik rozszerzalności cieplnej β_t wyrażający względną zmianę objętości przy zmianie temperatury o 1°K

$$\beta_t = \frac{1}{V} \frac{\Delta V_t}{\Delta t} \quad (1.11)$$

I podobnie jak poprzednio, po przekształceniu równania (1.11) możemy określić nową objętość V_1 przy wzroście temperatury o wartość Δt

$$V_1 = V(1 + \beta_t \Delta t) \quad (1.12)$$

Współczynnik rozszerzalności cieplnej w warunkach normalnych dla wody wynosi 0,0081 1/K, dla gliceryny 0,0005 1/K, dla alkoholu etylowego 0,0011 1/K. Woda wraz ze wzrostem temperatury w zakresie 0÷4° zmniejsza swoją objętość, a powyżej 4°C zaczyna się rozszerzać (*Mały poradnik mechanika, 1985*). Dla wody wartość β_t początkowo rośnie wraz ze wzrostem ciśnienia, by potem dla temperatury około 50°C maleć ze wzrostem ciśnienia (*Sobota, 1994*). Jest rzeczą ważną i ciekawą, że woda w temperaturze 4°C posiada najmniejszą objętość.

Lepkość cieczy określa jej zdolność do przenoszenia naprężeń stycznych podczas ścinania. Zgodnie z hipotezą Newtona naprężenie styczne τ w płynie jest wprost proporcjonalne do szybkości ścinania $\dot{\gamma}$ (*Kemblowski, 1973*)

$$\tau = \eta \dot{\gamma} \quad (1.13)$$

gdzie η [Pas] jest dynamicznym współczynnikiem lepkości.

Przez szybkość ścinania należy rozumieć gradient prędkości w kierunku prostopadłym do kierunku przepływu cieczy. Wyprowadzenie zależności (1.13) można znaleźć w p. 3.3.1 prezentowanej książki, w którym omówiono sposoby obliczania lepkości pozornej cieczy nienewtonowskich.

Wszystkie płyny spełniające zależność (1.13) noszą nazwę płynów newtonowskich i zazwyczaj są to ciecze o małych masach cząsteczkowych oraz wszystkie gazy. W warunkach normalnych wartość lepkości wody wynosi $1 \cdot 10^{-3}$ Pas, oleju silnikowego ok. 0,3 Pas, gliceryny (100%) 1,49 Pas. Lepkość gazów jest rzędu $2 \cdot 10^{-5}$ Pas.

Płyny, które nie spełniają zależności (1.13) są określane jako płyny nie-newtonowskie.

Literatura

1. Kembłowski Z., (1973), *Reometria płynów nieniutonowskich*, WNT, Warszawa.
2. *Mały poradnik mechanika. Tom I.*, (1985), Praca zbiorowa, WNT, Warszawa.
3. Matras Z., (2006), *Podstawy mechaniki płynów i dynamiki przepływów cieczy nienewtonowskich*, Wydawnictwa Politechniki Krakowskiej, Kraków.
4. Prosnak W., (1970), *Mechanika płynów. Statyka płynów i dynamika cieczy*, PWN, Warszawa.
5. Puzyrewski R., Sawicki J., (2000), *Podstawy mechaniki płynów i hydrauliki*, PWN, Warszawa.
6. Sobota J., (1994), *Hydraulika. Tom I*, Wydawnictwo Akademii Rolniczej we Wrocławiu, Wrocław.

2. CYRKULACJA CIECZY W MIESZALNIKU

Niezależnie od tego, w jakim zakresie ruchu odbywa się przepływ cieczy w mieszalniku, pełny jego opis nastęrcza wiele trudności. Nawet dla zakresu głęboko laminarnego w każdym punkcie mieszalnika obserwujemy zawsze trzy składowe prędkości. Fakt ten ma bezpośredni wpływ na wiele wielkości użytkowych, takich jak współczynniki wnikania ciepła, moc mieszania czy czasy homogenizacji. Uzyskanie dobrego wymieszania cieczy, czyli uzyskanie możliwie jednorodnej mieszaniny, odpowiedniej z technologicznego punktu widzenia, związane jest zawsze bezpośrednio ze sposobem cyrkulacji cieczy wewnątrz mieszalnika. Ogólnie można stwierdzić, że im bardziej nieuporządkowany jest ruch cieczy w mieszalniku, tym szybciej nastąpi jej wymieszanie. Ze względów oczywistych najbardziej nieuporządkowany ruch obserwujemy w ruchu burzliwym, kiedy mieszaniu podlegają ciecze o stosunkowo małej lepkości. W ruchu laminarnym, w którym burzliwość cieczy praktycznie nie istnieje, staramy się wytworzyć w mieszalniku strugi cieczy, które nakładając się powodują skomplikowany ruch przestrzenny powodując tym samym ich wzajemne wymieszanie. Kierunek przepływu każdej ze strug cieczy można zawsze rozłożyć na dwa wzajemnie prostopadłe kierunki, które z formalnego punktu widzenia nazwane są cyrkulacją pierwotną oraz cyrkulacją wtórna cieczy w mieszalniku. Pierwsza z nich związana jest z pierwotnym ruchem okrężnym cieczy i spowodowana jest obrotem elementu mieszającego, czyli obrotem łopatki mieszadła wokół osi mieszalnika. Gdyby rzutować wektory prędkości poszczególnych elementów płynu na płaszczyznę poziomą, ich obrazem byłyby linie zamknięte.

Wartość liczbowa cyrkulacji pierwotnej V_p definiuje się jako objętościowe natężenie przepływu cieczy w mieszalniku w kierunku obwodowym i jej wymiarem jest $[m^3/s]$. Ze względu na zależność funkcjonalną składowej obwodowej $u_\phi = f(r,z)$, przy zaniedbaniu jej zmian w kierunku obwodowym wartość V_p wyrazi się całką (2.1)

$$V_p = \int_0^R \int_0^Z u \, dr \, dz \quad [m^3/s] \quad (2.1)$$

gdzie R jest promieniem mieszalnika, a Z wysokością cieczy w mieszalniku.

Wartość V_p zależy od skali mieszalnika i operowanie taką wielkością bezwzględną jest niewygodne. Z tego względu w literaturze przedmiotu przyjęło się operować bezwymiarową liczbą cyrkulacji pierwotnej K_p definiowaną zależnością (2.2)

$$K_p = \frac{V_p}{Nd^3} \quad (2.2)$$

Cyrkulacja wtórna, czyli cyrkulacja promieniowo-osiowa związana jest z efektem pompującym każdego mieszadła i zgodnie z równaniem (2.3) jej wartość liczbową V_s [m^3/s] oznacza objętościowe natężenie przepływu cieczy w kierunku promieniowo-osiowym. Jeśli założymy brak rozkładu prędkości w kierunku obwodowym, wtedy dla wiru dolnego (rys. 2.1) otrzymamy

$$V_{s1} = \int_{r_{01}}^R u_z 2\pi r dr \quad (2.3)$$

gdzie r_{01} oznacza jądro cyrkulacji wtórnej wiru dolnego w mieszalniku (tę samą wartość V_{s1} wyrażoną równaniem (2.3) można również uzyskać na podstawie rozkładu wartości składowej promieniowej u_r).

Jeśli w mieszalniku istnieją dwa lub więcej wirów, wtedy całkowita cyrkulacja wtórna jest sumą wszystkich objętościowych natężeń przepływu w poszczególnych wirach

$$V_s = V_{s1} + V_{s2} + \dots + V_{sn} \quad (2.4)$$

Podobnie jak w przypadku cyrkulacji pierwotnej również i tym razem posługujemy się bezwymiarową liczbą cyrkulacji wtórnej K_{sc} określonej równaniem (2.5)

$$K_{sc} = \frac{V_s}{Nd^3} \quad (2.5)$$

Cyrkulacja wtórna odgrywa bardzo ważną rolę w teorii i praktyce mieszania, gdyż decyduje ona o szybkości mieszania konwekcyjnego w mieszalniku. Gdyby założyć istnienie w mieszalniku tylko cyrkulacji pierwotnej, wtedy poszczególne elementy płynu poruszałyby się po współśrodkowych okręgach, nie powodując tym samym wzajemnego wymieszania.

Bardzo często wartość V_s dzielimy na wydajność pompowania V_{pom} oraz cyrkulację indukowaną V_i (Norwood i Metzner, 1960; Nagata i wsp., 1960).

$$V_s = V_{pom} + V_i \quad (2.6)$$

Wydajność pompowania V_{pom} należy rozumieć jako wielkość strumienia cieczy przepływającego przez obszar mieszadła (obszar zakreślony przez łopatki obracającego się mieszadła). Na rys. 2.1 strumień ten oznaczono jako obszar wypełniony szarym odcieniem. Uważa się, że właśnie w tym strumieniu cieczy następuje jej najbardziej intensywne mieszanie. Pozostała część cyrkulacji wtórnej nazwana jest cyrkulacją indukowaną V_i i jest ona efektem wtórnym wydajności pompowania V_{pom} . W tym strumieniu mieszanie cieczy jest zazwyczaj mniej intensywne. Większe znaczenie praktyczne ma wartość wydajności

pompowania, którą to wartość często wyznacza się doświadczalnie, całkując rozkład prędkości promieniowej lub osiowej wzdłuż odpowiedniego obrysu mieszadła (*Nagata i wsp.*, 1959; *Błasiński i Tyczkowski*, 1967) lub w przypadku mieszadła ślimakowego pracującego w dyfuzorze, mierząc objętościowe natężenie przepływu tej strugi poza obszarem mieszadła (*Seichter*, 1981). Podobnie jak poprzednio, wymiarową wielkość V_{pom} można wyrazić za pomocą bezwymiarowej wielkości K_{pom}

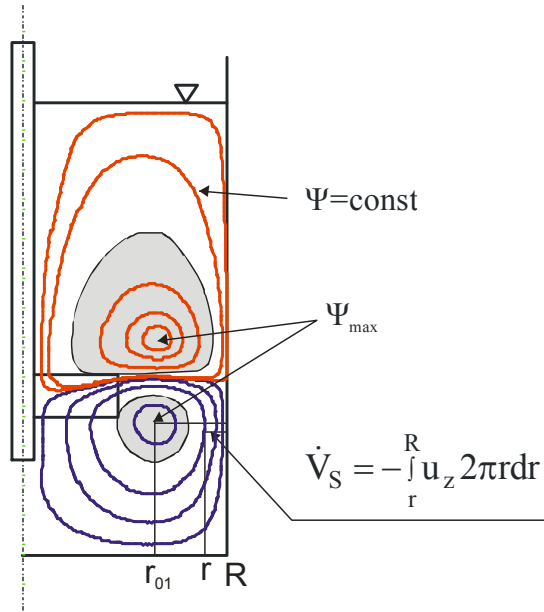
$$K_{\text{pom}} = \frac{V_{\text{pom}}}{Nd^3} \quad (2.7)$$

Badania doświadczalne niektórych autorów (*Sash i Rushton*, 1950; *Nagata i wsp.*, 1959) wskazują, że w ruchu burzliwym ogólna cyrkulacja wtórna w mieszalniku jest w przybliżeniu równa podwojonej wydajności pompowania. Można więc na podstawie znajomości wydajności pompowania wnioskować o całkowitej cyrkulacji promieniowo-osiowej w mieszalniku.

Obok metod bezpośrednich bazujących na pomiarze rozkładu prędkości w mieszalniku istnieją metody pośrednie pomiaru wydajności pompowania mieszadeł. Polegają one na pomiarze średniego czasu cyrkulacji cieczy w mieszalniku τ_c lub w przypadku mieszadeł o działaniu osiowym, na pomiarze siły oddziaływania strugi cieczy wpływającej z obszaru mieszadła na dno mieszalnika. Obie wymienione metody były stosowane przez „czechosłowacką szkołę mieszania” i więcej na ten temat można znaleźć w klasycznych pracach Fořta i współpracowników (*Hruby i Žaloudik*, 1965; *Fořt*, 1967; *Fořt i Tomes*, 1967; *Fořt i Sedlakova*, 1968; *Fořt i wsp.*, 1971).

Oprócz metod czysto doświadczalnych, dzięki którym możemy wyznaczyć wartość cyrkulacji wtórnej V_s , możemy również określić jej wartość na podstawie rozważań teoretycznych, korzystając z pewnych funkcji występujących w mechanice płynów. Szczególnie przydatną funkcją jest tutaj funkcja prądu ψ . Dla ruchu ustalonego linia $\psi = \text{const}$ jest jednocześnie linią prądu, czyli trajektorią elementu płynu poruszającego się wraz ze strumieniem cyrkulacyjnym cieczy. W cylindrycznym układzie współrzędnych, przy pominięciu rozkładów prędkości w kierunku obwodowym w mieszalniku, funkcja prądu określona jest równaniem (2.8) i jest ona ściśle związana ze składowymi prędkości u_z oraz u_r

$$\frac{\partial \Psi}{\partial r} = -ru_z \quad \frac{\partial \Psi}{\partial z} = ru_r \quad (2.8)$$



Rys. 2.1. Obliczanie wielkości cyrkulacji wtórnej w mieszalniku

Im większe jest zagęszczenie linii prądu ψ , tym większa jest wartość prędkości w kierunku prostopadłym do tych linii, czyli tym większe jest objętościowe natężenie przepływu cieczy w tym obszarze. Na podstawie rozkładu funkcji prądu w mieszalniku możemy łatwo określić wartość objętościowego natężenia przepływu w poszczególnych wirach. Wychodząc z równania (2.3), otrzymamy

$$V_s = \int_r^R u_z 2\pi r dr = 2\pi \int_r^R u_z \cdot r dr \quad (2.9)$$

Łatwo zauważyć, że czynnik $u_z \cdot r dr$ występuje również w przekształconym równaniu (2.8). Wykorzystując to równanie oraz przyjmując dla nieruchomej ścianki i dna mieszalnika wartość funkcji prądu $\psi = 0$, a następnie całkując np. pierwsze z równań (2.8), uzyskamy bardzo użyteczną zależność pomiędzy wartością funkcji prądu a objętościowym natężeniem przepływu cieczy w przestrzeni pierścieniowej pomiędzy ścianką i rozpatrywanym punktem w mieszalniku (rys. 2.1)

$$V_s = 2\pi \int_r^R u_z \cdot r dr = 2\pi \int_r^R d\Psi = -2\pi\Psi \quad (2.10)$$

Jeśli za pierwszą z granic całkowania przyjmiemy położenie jądra cyrkulacji, wtedy dla $r = r_0$ mamy $\Psi = \Psi_{\max}$ i z równania (2.11) można obliczyć objętościowe natężenie przepływu cieczy w wirze dolnym

$$V_{s1} = -2\pi\Psi_{\max} \quad (2.11)$$

gdzie Ψ_{\max} oznacza wartość funkcji prądu w jądrze cyrkulacji i w tym przypadku ze względu na kierunek obrotu wiru jest ona ujemna. Podobnie możemy wyznaczyć wartość cyrkulacji wtórnej w wirze górnym, a następnie z równania (2.4) obliczyć całkowitą cyrkulację wtórną V_s w mieszalniku.

Jeżeli obie strony równania (2.11) podzielimy przez czynnik $(Nd)^3$, wtedy zgodnie z równaniem (2.5) lewa strona równania (2.11) oznaczać będzie bezwymiarową liczbę cyrkulacji wtórnej K_{s1} , natomiast prawa strona bezwymiarową formę funkcji prądu Φ (Strępek, 1981). Jeśli dodatkowo w równaniu (2.11), przez sumowanie uwzględnimy całą cyrkulację wtórną w mieszalniku, wtedy możemy napisać

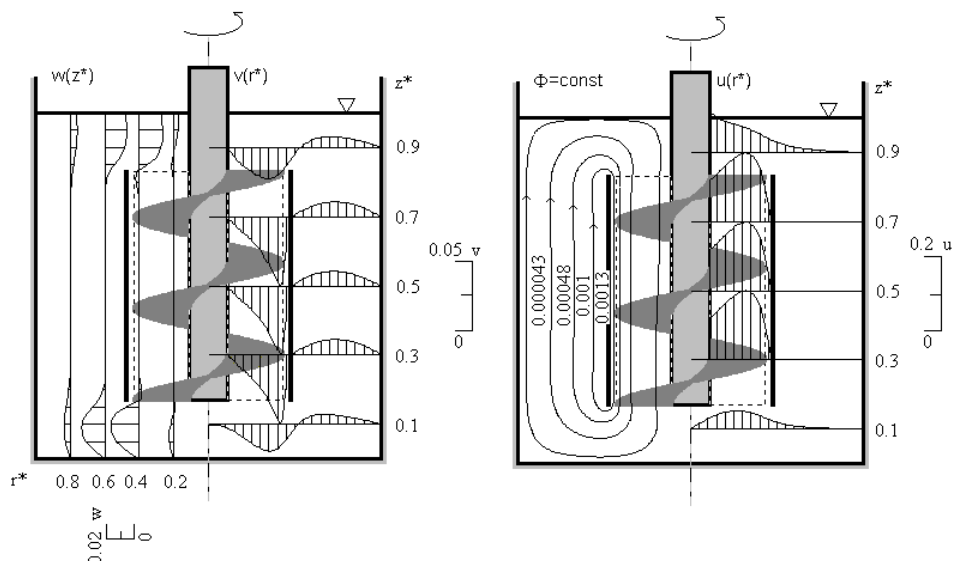
$$\Phi = -2\pi \frac{\Psi}{Nd^3} \quad (2.12)$$

gdzie Ψ oznacza sumaryczną bezwzględną wartość funkcji prądu w jądrach cyrkulacji poszczególnych wirów.

Podstawowym warunkiem do korzystania z zależności (2.10÷2.12) jest jednak znajomość rozkładu funkcji prądu w mieszalniku. Rozkłady tego typu funkcji uzyskujemy z reguły na podstawie rozwiązań modelowych lub na podstawie znanego rozkładu prędkości osiowych i promieniowych w mieszalniku. W tym ostatnim przypadku należy skorzystać z przekształconej postaci równania (2.10). Ta właśnie metoda była stosowana przez Fořta i wsp., 1972 oraz przez Nagatę, 1975 do uzyskania przebiegu linii $\Psi = \text{const}$ dla mieszadeł turbinowych o łopatkach prostych oraz łopatkach pochylonych.

Na rys. 2.2 (lewy) przedstawiono rozkłady bezwymiarowych prędkości osiowych v i promieniowych w oraz bezwymiarowej prędkości obwodowej u i bezwymiarowej funkcji prądu Φ (rysunek prawy) uzyskane z rozwiązania modelu dwuwymiarowego dla zakresu mieszania laminarnego (Kuncewicz i wsp., 2005).

Jak wynika z rys. 2.2, dla mieszadeł ślimakowych w mieszalniku tworzy się jeden wir cyrkulacji wtórnej obejmujący swym zasięgiem cały obszar mieszalnika. Jest to typowy przykład pętli cyrkulacyjnych dla mieszadeł o działaniu osiowym, czyli mieszadeł wstęgowych, ślimakowych oraz śmigłowych.



Rys. 2.2. Cyrkulacja cieczy w mieszalniku dla mieszadła ślimakowego, $Re = 1,0$

Objęściowe natężenie przepływu cieczy w kierunku promieniowo-osiowym mierzone wartością cyrkulacji wtórnej w mieszalniku bardzo łatwo jest powiązać z czasem cyrkulacji τ_c rozumianym jako średni czas potrzebny na wykonanie przez element cieczy jednej pełnej pętli cyrkulacyjnej. Znając wartość V_s , wartość τ_c można łatwo obliczyć jako stosunek objętości cieczy w mieszalniku do wartości całkowitej cyrkulacji wtórnej niezależnie od liczby tworzących się wirów

$$\tau_c = \frac{V}{V_s} \quad (2.13)$$

Czas ten można również określić na drodze doświadczalnej jako czas pomiędzy dwoma kolejnymi przejściami znacznika przez wybraną powierzchnię w tym samym kierunku (Foř, 1967). Czas cyrkulacji τ_c odgrywa dużą rolę w teorii mieszania. Wyniki wielu prac upoważniają do postawienia tezy, że czas zmieszania τ_m jest prostą wielokrotnością czasów cyrkulacji. Zazwyczaj uważa się (Nagata, 1975; Stręk, 1981; Guerin i wsp., 1984; Delaplace i wsp., 2000), że zawartość mieszalnika osiąga odpowiedni stopień zmieszania w ruchu laminarnym, gdy ciecz zakreśla w mieszalniku 3÷4 pętli cyrkulacyjnych.

Jeżeli przyjmiemy, że ciecz musi wykonać n pętli cyrkulacyjnych, aby osiągnąć odpowiedni stopień jednorodności, czyli

$$\tau_m = n \cdot \tau_c \quad (2.14)$$

oraz przyjmując, że bezwymiarowa liczba cyrkulacji K_{sc} w ruchu laminarnym jest wartością stałą (Nagata, 1975; Kuncewicz i wsp., 2005)

$$K_{sc} = \frac{V_s}{Nd^3} = k \quad (2.15)$$

to wstawiając do równania (2.14) zależności (2.13) i (2.15), otrzymamy

$$\tau_m = n \frac{V}{k \cdot Nd^3} \quad (2.16)$$

Przyjmując, że objętość mieszalnika $V \sim d^3$, z równania (2.16) po prostych przekształceniach otrzymamy

$$\tau_m \cdot N = K_m = \text{const} \quad (2.17)$$

Zależność (2.17) jest słuszna w obu zakresach ruchu (wartość iloczynu jest jednak zależna od charakteru ruchu) i jest ona podstawową formą prostego równania korelacyjnego opisującego czasy zmieszania dla poszczególnych typów mieszadeł w ruchu laminarnym i burzliwym. Więcej na ten temat można znaleźć w p. 3.2 prezentowanej monografii.

2.1. Intensywność mieszania

Pomimo, że w potocznym języku określenie „intensywność mieszania” jest zrozumiałe dla każdego, są jednak duże problemy kiedy chcemy wielkość tę określić w wartościach liczbowych. Do chwili obecnej brak jest właściwie uznanego, jednego kryterium określającego intensywność mieszania. Sprawia to duży kłopot w przypadku powiększania skali aparatów. Aby wyniki uzyskane w małej skali laboratoryjnej można było przenieść z wystarczającą dokładnością do skali przemysłowej, intensywności mieszania w dużej i małej skali powinny być podobne.

Przy braku uniwersalnego kryterium intensywności mieszania, w zagadnieniach praktycznych, stosuje się kilka kryteriów. Każde z nich ma swoje wady i zalety i każde z nich sprawdza się jedynie w ograniczonej ilości przypadków w zależności od tego co jest głównym celem mieszania (wymiana ciepła, czasy zmieszania, otrzymywanie emulsji, wytwarzanie suspensji, napowietrzanie cieczy itp.). Najczęściej stosowanymi kryteriami są takie wielkości jak:

- częstość obrotowa mieszadła N ,
- prędkość obwodowa końca łopatek mieszadła $u = \pi dN$,
- liczba Reynoldsa dla procesu mieszania $Re = Nd^2\rho/\eta$,
- moc mieszania odniesiona do jednostki objętości cieczy P/V lub do jednostki masy cieczy $P/V\rho$.

Z wymienionych powyżej kryteriów najprostszym jest kryterium uwzględniające częstość obrotową mieszadła. Jest ono jednak najrzadziej stosowanym kryterium, gdyż można je praktycznie stosować jedynie w przypadku mieszadeł tego samego

typu i mieszalników o tej samej wielkości. Wtedy gdy jest większa częstość obrotowa mieszadła, to jednocześnie jest większa intensywność mieszania. Łatwo zauważyć, że również pozostałe kryteria będą się zmieniały w tym samym kierunku. Drugie z kryteriów można stosować w niektórych przypadkach przy różnych skalach aparatów, ale dla tych samych typów mieszadeł. Kryterium prędkości końca łopatki mieszadła u uwzględnia bowiem i częstość obrotową N i podstawowy wymiar geometryczny, jakim jest średnica mieszadła d .

Częściej stosowanym od dwóch poprzednich kryteriów jest wartość liczby Reynoldsa Re . Dla tego samego typu mieszadła i tych samych liczb Reynoldsa, ale dla różnych skal aparatów cyrkulacje cieczy w obu mieszalnikach będą podobne (pomijając wpływ efektów brzegowych). Pozwala to na stosowanie liczby Reynoldsa do obliczania czasów zmieszania, współczynników wnikania ciepła czy mocy potrzebnej do podtrzymania ruchu cieczy w mieszalniku dla tego samego typu mieszadła i tego samego zakresu mieszania. Kryterium to zawodzi jednak przy porównywaniu mieszadeł różnych konstrukcji. Przykładem może być porównanie pracy mieszadła płytowego wykazującego duże opory z mieszadłem dyskowym czy zębatym, których opory są nieporównywalnie mniejsze. Pomimo równości liczb Reynoldsa, przepływy cieczy w mieszalniku w obu przypadkach będą się różniły diametralnie.

Stosunkowo najczęściej do oceny intensywności mieszania stosuje się wielkość P/V . Nie jest to kryterium uniwersalne, niemniej jest to jedyne kryterium, które z pewnymi zastrzeżeniami można stosować do porównywania pracy mieszadeł o różnych konstrukcjach. Kryterium to jest szczególnie przydatne w tych procesach mieszania, w których mamy do czynienia z wymianą masy w układach heterofazowych gaz-ciecz oraz ciecz-ciecz. W wielu zależnościach korelacyjnych określających wielkość kropeł cieczy czy pęcherzyków powietrza, a tym samym wielkość powierzchni międzyfazowej, pierwszoplanową rolę odgrywa wartość P/V (Hobler i Zabłocki, 1966; Zlokarnik i Judat, 1967; Einkenkel i Mersmann, 1977). Ale nawet w tym przypadku kryterium P/V nie jest kryterium ogólnym. Obok wątpliwości merytorycznych (Einkenkel i Mersmann, 1977; Mersmann i wsp., 1975) należy wziąć pod uwagę również fakt, że pomimo równości wartości średnich P/V dla całej objętości mieszalnika, w przypadku mieszadeł o różnych konstrukcjach będzie istniał różny rozkład lokalnych wartości P/V (lub $P/V\rho$) wewnątrz mieszalnika.

Literatura

1. Błasiński H., Tyczkowski A., (1967), Hydrodynamiczna ocena niektórych parametrów geometrycznych mieszalnika. II. Analiza wydajności pompowania i energii pompowania, *Chem. Stosowana*, **IV**, 3, 275-289.
2. Delaplace G., Leuliet J.C., Relandeau V., (2000), Circulation and mixing times for helical ribbon impellers. Review and experiments, *Experiments in Fluids*, **28**, 170-182.

3. Einkenkel W.D., Mersmann A., (1977), Erforderliche Drehzahl zum Suspendieren in Rührwerken, *Verfahrenstechnik*, **11**, 2, 90-94.
4. Fořt I., (1967), Studies on mixing. XIX. Pumping capacity propeller mixer, *Collect. Czechoslov. Chem. Commun.*, **32**, 3663-3678.
5. Fořt I., Gračková Z., Koza V., (1972), Studies on mixing. XXXV. Flow pattern in system with Aerial mixer and radial baffles, *Collect. Czechoslov. Chem. Commun.*, **37**, 2371-2385.
6. Fořt I., Sedlakova V., (1968), Studies on mixing. XX. Pumping effect of high-speed rotary mixers., *Collect. Czechoslov. Chem. Commun.*, **33**, 3, 836-849.
7. Fořt I., Tomes L., (1967), Studies on mixing. XVIII. The action of a stream from a propeller mixer on the bottom of the mixing vessel, *Collect. Czechoslov. Chem. Commun.*, **32**, 3520-3529.
8. Fořt I., Valesova H., Kudrna V., (1971), Studies on mixing. XXVII. Liquid circulation in a system with axial mixer and radial baffles, *Collect. Czechoslov. Chem. Commun.*, **36**, 164-185.
9. Guerin P., Carreau P., Patterson W., Paris J., (1984), Characterization of Helical Impellers by Circulation Times, *Can. J. Chem. Eng.*, **62**, 301-309.
10. Hobler T., Zabłocki J., (1966), Über die Erzeugung von Suspensionen, *Chem. Techn.*, **18**, 11, 650-652.
11. Hruby M., Žaloudik P., (1965), Axialni silova složka michadel, *Chem. průmysl.*, **40**, 469-472.
12. Kuncewicz C., Szulc K., Kurasiński T., (2005), Hydrodynamics of the tank with a screw impeller, *Chem. Eng. Proc.*, **44**, 766-774.
13. Mersmann A., Einkenkel W.D., Käßler M., (1975), Auslegung und Massstabsvergrößerung von Rührapparaten, *Chem. Ing. Techn.*, **47**, 23, 953-964.
14. Nagata S., (1975), *Mixing principles and applications*. John Wiley & Sons, New York.
15. Nagata S., Yamamoto K., Hashimoto K., Naruse Y., (1959), Flow patterns of liquid in cylindrical mixing vessel with baffles, *Mem. Fac. Eng. Kyoto Univ.*, **21**, 260-274.
16. Sachs J., Rushton J., (1954), Discharge flow from turbine type mixing impellers, *Chem. Eng. Progr.*, **50**, 12, 597-603.
17. Seichter P., (1981), Process characteristics of screw impellers with a draught tube for newtonian liquids. Pumping capacity of the impeller, *Coll. Czech. Chem. Commun.*, **46**, 2032-2042.
18. Stręk F., (1981), *Mieszanie i mieszalniki*, WNT, Warszawa.
19. Zlokarnik M., Judat H., (1969), Rohr- und Propellerrührer – eine wirkungsvolle Führerkombination zum gleichzeitigen Begasen und Aufwirbeln, *Chem. Ing. Techn.*, **41**, 23, 1270-1273.