

# Szybkość wnikania tlenu w strefach reaktora *air-lift* z cyrkulacją wewnętrzną

Bożenna Kawalec-Pietrenko

Iwona Hołowacz

Zakład Inżynierii

i Aparatury Chemicznej

Politechnika Gdańska

Gdańsk

## 1. Wprowadzenie

W układach barbotażowych, transport konwekcyjny masy z pęcherza powietrza do otaczającej cieczy dominuje nad dyfuzją molekularną. Poza właściwościami fizykochemicznymi układu, na transport masy poważny wpływ mają warunki hydrodynamiczne, w tym czas życia pęcherza, prędkość ich wznoszenia oraz czas ich przebywania w dyspersji. Szybkość transportu tlenu z pęcherza powietrza do fazy ciekłej jest determinowana przez opór wnikania masy po stronie cieczy.

W reaktorze *air-lift* z cyrkulacją wewnętrzną (reaktor ALCW), można wydzielić cztery strefy. Kolumna wewnętrzna, do której doprowadza się zdyspergowane na pęcherze powietrze, stanowi strefę wznoszenia reaktora. Przestrzeń pierścieniowa pełni rolę strefy opadania. Przestrzeń powyżej krawędzi rury cyrkulacyjnej jest strefą separacji, przestrzeń poniżej poziomu dolnej krawędzi rury cyrkulacyjnej strefą przydenną.

Celem prezentowanej pracy jest udokumentowanie różnic w szybkościach wnikania tlenu w strefach wznoszenia i opadania reaktora ALCW. Badania przeprowadzono w układzie dwufazowym gaz-ciecz używając cieczy o właściwościach zbliżonych do występujących w przemyśle biotechnologicznym.

## 2. Aparatura badawcza i realizacja pomiarów

Badania przeprowadzono w reaktorze ALCW [1] zbudowanym z dwóch współosiowych kolumn (109/115 mm, 44/50 mm), z których wewnętrzna pełni rolę rury cyrkulacyjnej. Na wysokości 300 mm w ścianie bocznej zewnętrznej kolumny umieszczono króciec, przez który do strefy opadania wprowadzano końcówkę igły iniekcyjnej i dwie elektrody konduktometru współpracującego z rejestratorem. W celu otrzymania krzywych rozkładu czasów przebywania cieczy posłużono się metodą znacznikową, wprowadzając jako

znacznik roztwór KCl w formie impulsu. Rejestrację krzywych kończono po zaniku oscylacji.

W drugim króćcu w strefie opadania umieszczono czujnik tlenu, współpracujący poprzez opornik z rejestratorem. Elektrolityczny czujnik tlenu o stałej czasowej 3 s jest w przybliżeniu elementem inercyjnym pierwszego rzędu [2]. W celu przeprowadzenia pomiarów wnikania tlenu, najpierw przy włączonym układzie pomiarowym czujnika desorbowano tlen za pomocą azotu. W przypadku, gdy stężenie tlenu spadło do zera, odcinano dopływ azotu i włączano dopływ powietrza. Rejestrację krzywej kończono wówczas, gdy stężenie tlenu w cieczy nie ulegało zmianie przez 120 s.

Średni stopień zatrzymania gazu w strefach wznoszenia i opadania reaktora ALCW mierzono metodą manometryczną.

Jako fazę ciągłą zastosowano wodę, wodne roztwory sacharozy oraz brzożkę fermentacyjną do powierzchniowej fermentacji cytrynowej.

### 3. Metodyka obliczeń

Średnią prędkość cyrkulacji cieczy obliczono jako stosunek długości pętli cyrkulacyjnej do czasu cyrkulacji [1]

$$u_L = \frac{L}{t_c} \quad (1)$$

Czas cyrkulacji wyznaczono jako odstęp między sąsiednimi maksimami na tłumionej eksponencjalnie oscylacyjnej krzywej rozkładu czasów przebywania cieczy [1].

Średni stopień zatrzymania gazu obliczano następująco:

$$\varepsilon_G = 1 - \frac{\Delta h}{\Delta h_m} \quad (2)$$

Błąd pomiaru dynamicznego czujnika nie przekraczał 4%. Dlatego też szybkość absorpcji tlenu wyznaczano bezpośrednio na podstawie zarejestrowanej krzywej zmian sygnału stężenia tlenu w cieczy.

Interpretację intensywności wnikania tlenu w strefach reaktora oparto na obserwacjach zmienności nachylenia początkowych fragmentów krzywych napowietrzania. Miejsce w reaktorze, odpowiadające danemu fragmentowi krzywej, identyfikowano z uwzględnieniem aktualnej prędkości cyrkulacji cieczy oraz czasu odpowiadającego danej wartości stężenia.

Aktualną szybkość wnikania tlenu obliczano jako stosunek skończonych przyrostów stężeń do przyrostu czasu. Analizowano względne szybkości absorpcji w połowie wysokości stref opadania i wznoszenia. W tym celu w punktach przegięcia „pionowych” i „poziomych” odcinków schodków na doświadczalnych krzywych napowietrzania poprowadzono styczne i wyznaczono ich nachylenie. Aktualne nachylenia unormowano na nachylenie stycznej do



krzywej napowietrzania w momencie zaniku schodków. Przyjęto, że względny czas, jaki upłynął do wygładzenia krzywej jest o jeden większy niż aktualna liczba schodków.

#### 4. Dyskusja wnikania tlenu w strefach reaktora ALCW

Po przestawieniu nagazowania z azotu na powietrze, sygnał rosnącego stężenia tlenu wykazuje wyraźny przebieg schodkowy (rys. 1). Pierwszy „poziomy” odcinek krzywej odpowiada przebywaniu w strefie opadania  $L_d$ . Po upływie czasu przebywania cieczy w strefie opadania, zaczyna się mały obszar krzywej odpowiadający przebywaniu cieczy w strefie separacji  $L_s$ . „Pionowa” część schodka  $L_r$  odpowiada wymianie masy w strefie wznoszenia, a dalsza  $L_p$  w strefie przydennej. Czas trwania jednego schodka na krzywej napowietrzania jest równy czasowi cyrkulacji. Wyrazistość przebiegu schodkowego słabnie w czasie trwania napowietrzania i zależnie od właściwości fizykochemicznych układu i warunków prowadzenia procesu, zanika po czasie sięgającym od 3 do 9 czasów cyrkulacji. Przyczyną wytłumienia schodków jest dyspersja masy w cyrkulującej cieczy oraz malejąca w trakcie napowietrzania szybkość absorpcji tlenu.

Zróżniczkowane krzywe absorpcji tlenu (krzywa B na rys. 1) wykazują ze wzrostem czasu coraz słabsze maksima zanikające w momencie zaniku schodkowego charakteru krzywej absorpcji.

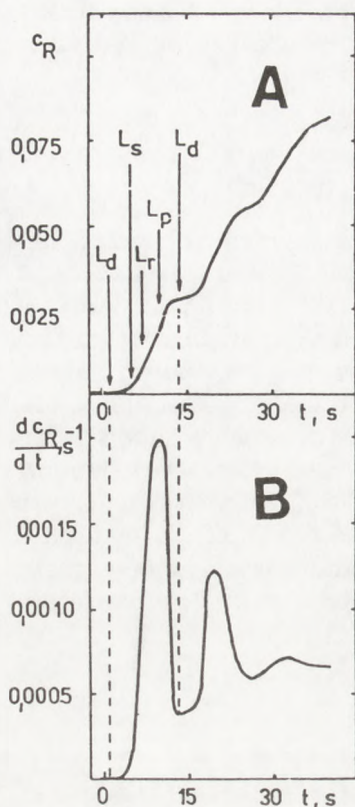
Obserwacje przebiegu krzywej napowietrzania (rys. 1) wskazują, że w obszarze pierwszego schodka, nachylenie „poziomej” jego części jest praktycznie równe zeru. Uwzględnienie prędkości cyrkulacji i czasu wskazuje, że ciecz w tym czasie przebyła drogę od szczytu strefy opadania do czujnika tlenu. Można zatem wnioskować, że wnikanie tlenu w strefie opadania praktycznie nie zachodzi. Warto tu zauważyć, że Bello i in. [5] oraz Popovic i Robinson [6] sugerują niski udział strefy opadania w całkowitej wymianie masy, ale nie dokumentują tego poglądu wynikami badań.

Ze wzrostem prędkości gazu skróceniu ulega czas trwania schodków (rys. 2), co jest skutkiem wzrostu prędkości cyrkulacji cieczy [1]. Powodem wyższych schodków dla wyższych prędkości gazu jest większy współczynnik wnikania masy dla wyższych przepływów gazu, co obrazuje zależność [4]:

$$Sh = 59,2 Sc^{0,50} Fr^{0,457} Mo^{-0,27} \left( 1 + \frac{A_d}{A_r} \right)^{-1}$$

Transport masy z pęcherza do cieczy znajduje się pod silnym wpływem przepływów wewnątrz śladów oraz ich tworzenia i rozpraszania [3]. Wzrost szybkości wnikania tlenu ze wzrostem prędkości przepływu powietrza wynika ze wzrostu: stopnia zatrzymania gazu w dyspersji [1], powierzchni wymiany masy gaz-ciecz, burzliwości śladów i ułamka objętościowego śladów w dys-





Rys. 1. Początkowy fragment krzywych nasycenia tlenem cytrynowej brzeczki formlinalnej:

$$\eta = 16,6 \text{ mPas}, u_{Gr} = 0,11 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}.$$

persji oraz częstotliwości tworzenia i rozpraszania śladów pęcherzy [4].

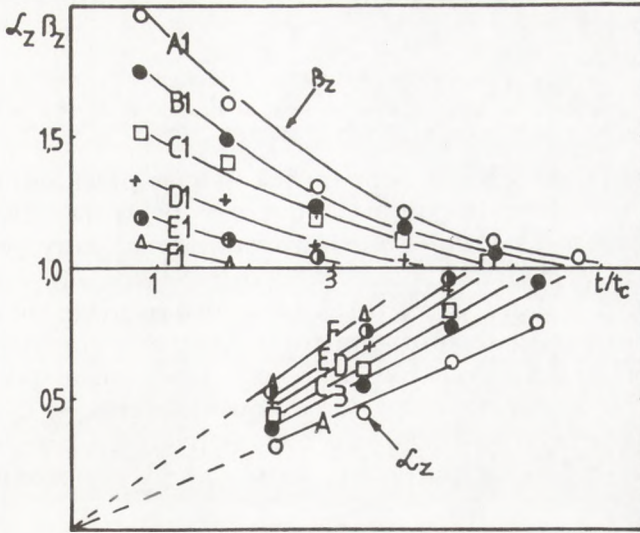
Lokalne szybkości wnikania tlenu obliczone jako nachylenia stycznych poprowadzonych w punktach przegięcia „pionowych” i „poziomych” części schodków na krzywych napowietrzania przedstawiono na rys. 2 i 3. Zauważono, że nachylenie stycznych do „poziomych” odcinków kolejnych schodków z upływem czasu napowietrzania staje się coraz większe, a ich nachylenie do odcinków „pionowych” maleje. Zrównanie nachyleń zachodzi w punkcie zaniku „schodków”, gdy krzywa absorpcji tlenu ulegnie wygładzeniu.

Wartości względnych nachyleń stycznych do „poziomych”  $\alpha_z$  i „pionowych”  $\beta_z$  odcinków schodków wskazują, że dążą one szybciej do jedności dla wyższych prędkości powietrza (rys. 3). W tym przypadku szybciej następuje zanik schodkowego charakteru krzywej. Spowodowane jest to intensywniejszą dyspersją masy w przepływającej cieczy [4].

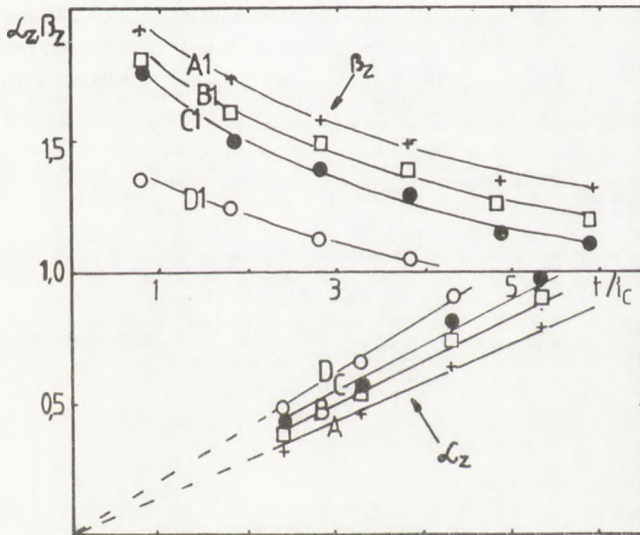
Poza tymi „klasycznymi”, negatywnymi dla wymiany masy skutkami wzrostu lepkości, w układzie barbotażowym występuje specyficzny czynnik, a mianowicie w cieczach o wysokiej lepkości, obserwowano [9,10] ślady w kształcie zamkniętych wirów o przepływie laminarnym. Takie wiry są pod względem hydrodynamicznym stabilne i praktycznie nie zachodzi wymiana masy między nimi a rdzeniem cieczy. Spadek lepkości cieczy powoduje zmniejszenie stabilności wirów [9], a zatem ułatwia konwekcyjną wymianę masy między pęcherzem a rdzeniem cieczy, co znajduje swoje odbicie w podwyższeniu schodków na krzywej absorpcji.

Ze wzrostem lepkości cieczy, wskutek spadku prędkości cyrkulacji [1], wydłużeniu ulega czas trwania każdego „schodka”. Z powodu spadku szybkości wnikania tlenu (zależność (3)), maleje też wysokość schodków. Zgodnie z oczekiwaniem, liczba schodków powolnie zmieniających swój kształt w czasie trwania napowietrzania jest większa dla wyższych lepkości cieczy. Przyczyną takiego przebiegu są zmiany stężenia tlenu, względnie wolno zachodzące w czasie trwania napowietrzania. Dla lepkości 6,4 mPas schodkowy charakter krzywej napowietrzania zanika dopiero po około dziewięciu okrążeniach reaktora przez dyspersję.

Podsumowując można stwierdzić, że w reaktorze *air-lift* z cyrkulacją wewnętrzną występują regiony o różnej intensywności wnikania tlenu. Obszarem



Rys. 2. Wpływ prędkości powietrza na względną szybkość wnikania tlenu w wodzie w strefach opadania i wznoszenia reaktora ALCW:  $u_{Gr}$ ,  $10^{-3}$  m.s $^{-1}$ : A, A $_1$  - 5,7; B, B $_1$  - 7,9; C, C $_1$  - 12,0; D, D $_1$  - 13,8; E, E $_1$  - 16,6; F, F $_1$  - 25,2.



Rys. 3. Wpływ lepkości cieczy na względną szybkość wnikania tlenu w strefach opadania i wzniszenia reaktora ALCW:  $u_{Gr} = 0,014$  m.s $^{-1}$ ;  $\eta$  mPas: A, A $_1$  - 6,4; B, B $_1$  - 3,5; C, C $_1$  - 2; D, D $_1$  - 1.



najwyższej szybkości jest strefa wznoszenia, a w niej region dystrybutora powietrza. Natomiast w strefie opadania reaktora *air-lift* wnikanie tlenu praktycznie nie zachodzi.

### Wykaz oznaczeń

$A_d$  — pole przekroju strefy opadania,  $m^2$ ;  $A_r$  — pole przekroju strefy wznoszenia,  $m^2$ ;  $c_R = c / c^*$  — stężenie bezwymiarowe tlenu;  $D$  — współczynnik dyfuzji molekularnej,  $m^2 \cdot s^{-1}$ ;  $d_w$  — średnica wewnętrzna rury cyrkulacyjnej,  $m$ ;  $D_w$  — średnica wewnętrzna kolumny zewnętrznej,  $m$ ;  $\Delta h$  — różnica wysokości słupa cieczy w danej parze rurek manometrycznych,  $m$ ;  $\Delta h_m$  — różnica wysokości punktów zamontowania rurek manometrycznych,  $m$ ;  $k_{La}$  — objętościowy współczynnik wnikania tlenu,  $s^{-1}$ ;  $L$  — droga, jaką wykonuje element cieczy wokół reaktora,  $m$ ;  $t$  — czas napowietrzania,  $s$ ;  $t_c$  — czas cyrkulacji,  $s$ ;  $t_R = t/t_c$  — bezwymiarowy czas napowietrzania, [-];  $u_{Gr}$  — prędkość pozorna powietrza odniesiona do pola przekroju strefy wznoszenia,  $m \cdot s^{-1}$ ;

### Symbole greckie

$\alpha$  — nachylenie stycznej do poziomej części schodka,  $mV \cdot s^{-1}$ ;  $\alpha_z = \alpha/\alpha_\infty$  — względne nachylenie stycznej do „poziomego” fragmentu schodka;  $\alpha_\infty$  — nachylenie stycznej do krzywej napowietrzania po zaniku schodkowego charakteru krzywej,  $mV \cdot s^{-1}$ ;  $\beta$  — nachylenie stycznej do „pionowej” części schodka,  $mV \cdot s^{-1}$ ;  $\beta_z = \beta/\alpha_\infty$  — względne nachylenie stycznej do „pionowych” fragmentów schodka;  $\varepsilon_{Gr}$  — stopień zatrzymania gazu w strefie wznoszenia;  $\eta$  — współczynnik lepkości dynamicznej cieczy,  $mPas$ ;  $\rho$  — gęstość cieczy,  $kg \cdot m^{-3}$ ;  $\sigma$  — napięcie powierzchniowe,  $mN \cdot m^{-1}$ .

### Liczby kryterialne

$Mo = (\eta^4 g) / (\rho \sigma^3)$	— liczba Mortona
$Re = (u_{Gr} d_w \rho) / \eta$	— liczba Reynoldsa
$Sh = (k_{La} d_w^2) / D$	— liczba Sherwooda
$Fr = u_{Gr}^2 / (g d_w)$	— liczba Frouda
$Sc = \eta / (\rho \cdot D)$	— liczba Schmidta

### Literatura

1. Kawalec-Pietrenko B., (1992), In. Chem. Proces., 13, 229 – 248.
2. Linek V., Vacek V., Sinkule J., Benes P., (1988), Measurement of oxygen by membrane covered probes. Ellis Horwood Ltd., Chichester.
3. Sada E., Kumazawa H., Lee C., Fujiwara N., (1985), Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev., 24, 255 – 261.

4. Kawalec-Pietrenko B., (1992), Zesz. Nauk. Pol., Gdańsk, 30(494), 3 – 114.
5. Bello R. A., Robinson C. W., Moo-Young M., (1985), Biotechnol. Bioeng., 27, 369 – 381.
6. Popovic M., Robinson C. W., (1984), Proceedings of the 34<sup>th</sup> Can. Chem. Eng. Conf., Quebec City, 258.
7. Song G.-H., Fan L.-S., (1990), AIChE J., 36, 439 – 449.
8. Kim J. O., Kim S. D., (1990), Can. J. Chem. Eng., 68, 368 – 377.
9. Coppus J. H. C., Rietema K., Ottengraf S. P. P., (1977), Trans. Instrn. Chem. Engrs., 55, 122 – 129.
10. Bhaga D., Weber M. E., (1981), J. Fluid. Mech., 105, 61 – 68.

## Oxygen transfer rate in zones of the draft-tube *air-lift* reactor

### Summary

The stepped course of the initial part of the oxygen absorption curve has been observed during the aeration time. The sharpness of the stepped course is weaker during the aeration time. The steps decay if the time of the aeration reaches from three up to nine circulation time in the experimental range of parameters. The time of the steps decay depends on the gas flow rate and on the liquid viscosity.

### Key words:

*air-lift* reactor, internal circulation, oxygen, mass transport, local rate.

### Adres dla korespondencji:

Bożenna Kawalec-Pietrenko, Zakład Inżynierii i Aparatury Chemicznej, Politechnika Gdańska, ul. Narutowicza 11/12, 80-952 Gdańsk.