

Zbigniew BIS

Władysław GAJEWSKI

Instytut Maszyn Ciepłych  
Politechnika Częstochowska

## EWOLUCJA STRUKTURY WARSTWY FLUIDALNEJ

Streszczenie: W pracy przedstawiono zmiany charakterystyk pęcherzy i fazy gęstej wzdłuż wysokości warstwy fluidalnej w zależności od warunków prowadzenia procesu.

## O z n a c z e n i a

- A - pole poprzecznego przekroju warstwy fluidalnej m ,  
 $A_r$  - liczba Archimedesesa ,  
 $C$  - parametr  $\frac{m}{s}$  ,  
 $D_p$  - średnica pęcherza m ,  
 $d_z$  - średnia średnica ziaren materiału sypkiego m ,  
 $f$  - udział śladu pęcherza ,  
 $k_1$  - stała Erguna ,  
 $k_2 = 0,711$  - stała ,  
 $L = \frac{u}{u_{kr}}$  - liczba fluidyzacji ,  
 $dp$  - spadek ciśnienia w elemencie warstwy o wysokości  $dh$   $\frac{N}{m^2}$  ,  
 $m$  - parametr ,  
 $n, n_0$  - bieżąca i początkowa koncentracja liczbowa pęcherzy w warstwie  $\frac{1}{m^3}$  ,  
 $u$  - prędkość gazu fluidyzującego  $\frac{m}{s}$  ,  
 $u_e$  - prędkość w fazie emulsyjnej  $\frac{m}{s}$  ,  
 $u_{kr}$  - prędkość początku fluidyzacji  $\frac{m}{s}$  ,  
 $u_p, u_{p0} = k_2 \sqrt{g D_p}$  - prędkość pęcherzy i prędkość odosobnionego pęcherza  $\frac{m}{s}$  ,  
 $V_p$  - objętość pęcherza m<sup>3</sup> ,  
 $\rho_s$  - gęstość ziaren materiału sypkiego  $\frac{kg}{m^3}$  ,  
 $\rho_g$  - gęstość gazu  $\frac{kg}{m^3}$  ,  
 $\delta$  - objętościowy udział pęcherzy w warstwie ,  
 $\varepsilon$  - efektywna porowatość warstwy ,  
 $\varepsilon_{kr}$  - porowatość warstwy w początku fluidyzacji ,  
 $\varepsilon_e$  - porowatość fazy gęstej .

1. Wstęp

Stosowane w praktyce warstwy fluidyzacyjne są zwykle niejednorodne i mogą być rozpatrywane jako populacja jednorodnej fazy gęstej (tzw. emulsyjnej) o wysokiej koncentracji ziaren materiału sypkiego z losowo rozmieszczonymi w niej pęcherzami czynnika fluidyzującego, praktycznie pozbawio-

-nych ziaren. Hydrodynamika obu wyodrębnionych obszarów oraz określenie, jaka część czynnika fluidyzującego przepływa w fazie emulsyjnej a jaka w pęcherzach ma podstawowe znaczenie w przypadku modelowania oraz obliczania reaktorów z warstwą fluidalną.

Efektywne rozwiązanie tego problemu związane jest po pierwsze z pokonaniem trudności pojawiających się przy analizie ruchu, wzrostu rozmiarów i zaniku pojedynczego pęcherza gazowego, które znacznie komplikuje się przy uwzględnieniu oddziaływań i koalescencji populacji pęcherzy.

Po drugie - własności realnych niejednorodnych warstw w istotny sposób zależą od rozmiaru i koncentracji tzw. "początkowych" pęcherzy, pojawiających się w dolnej części warstwy - bezpośrednio nad rusztem rozdzielającym [1, 2].

Po trzecie, lokalne charakterystyki wyodrębnionych obszarów mogą istotnie różnić się od ich uśrednionych wartości określonych dla całej warstwy. Dlatego też konieczne jest poszukiwanie takich modeli warstwy fluidalnej, które pozwoliłyby opisać zależność interesujących charakterystyk w różnych miejscach warstwy zarówno od fizycznych własności ziaren materiału sypkiego, jak też i od typu aparatu oraz warunków prowadzenia analizowanego procesu.

Obecnie dla analizy pracy reaktorów chemicznych i innych urządzeń z warstwą fluidalną stosowane są założenia "dwufazowego modelu fluidyzacji" [7]. Podstawowe założenia tej teorii oraz zależność  $u = u_{kr} + \delta u_p$

były poddane krytyce jeszcze w [8], a niezgodność jej z wynikami eksperymentów przedstawiono w [5] oraz w innych pracach. Próby modyfikacji tej teorii drogą wprowadzenia względnego przepływu gazu przez pęcherz przy zachowaniu zasadniczego uproszczenia  $u_e = u_{kr}$ ,  $u = u_{kr}(1+m\delta) + \delta u_p$ ,

zapoczątkowane w [4] nie dały, jak się okazało, zadowalających efektów. Badania, w których nieadekwatność dwufazowej teorii objaśniano tym, że w rzeczywistości  $u_e > u_{kr}$ , prezentowane w [6], pozwoliły uzyskać szereg empirycznych zależności, nie mających jednak ogólnego charakteru.

Podstawową przyczyną warunkującą różnice prędkości w obszarze fazy gęstej od prędkości krytycznej fluidyzacji należy upatrywać w odmienności początkowego, niejednorodnego stanu warstwy fluidalnej bezpośrednio nad rusztem rozdzielającym, od stanu odpowiadającego wymaganiom dwufazowej teorii. Jeżeli pęcherze powstają na skutek wzajemnego przenikania się elementarnych strug gazu wypływających z otworów perforacji lub dysz kołpaków, wtedy około 40 + 50 % gazu przepływa z nich do fazy gęstej [2]. Przy zapewnieniu równomiernego rozdziału gazu, uzyskiwanego w wyniku zastosowania rusztów porowatych, porowatość fazy gęstej także może przewyższać wartość charakterystyczną dla tej, jaka występuje w początku fluidyzacji ( $\epsilon_{kr}$ ) [1].

Podstawowym czynnikiem, który wraz z koalescencją pęcherzy wywołuje zmiany charakterystyk niejednorodnej warstwy wzdłuż jej wysokości, wydaje się być specyficzna dynamiczna niestabilność pęcherzy - duże rozpadają się, małe zwiększają swoje rozmiary wskutek wymiany gazu z sąsiadującymi obszarami. Jednocześnie przepływające przez warstwę pęcherze wywołują intensywny ruch ziaren materiału sypkiego, związany z przenoszeniem ziaren materia-

-zu sypkiego w swych śladach. Ta specyficzna własność warstwy, upodabniająca ją do wrzącej cieczy, stanowi jeden z istotniejszych jej pozytywów, a mianowicie uzyskiwany jest w efekcie tych cyrkulacji znaczny wzrost intensywności podstawowych procesów przenoszenia.

Przedmiotem niniejszej pracy jest sformułowanie takiego modelu struktury warstwy, który opisywałby jej ewolucję w zależności od warunków prowadzenia procesu oraz jego organizacji.

## 2. Sformułowanie modelu.

Podstawą opracowania modelu ewolucji struktury warstwy fluidalnej jest bilans mocy dostarczonej do procesu fluidyzacji materiału sypkiego przez czynnik fluidyzujący oraz następujące założenia:

1. Rozmiary poprzeczne warstwy są na tyle duże, że nie mają wpływu na charakter przepływu pęcherzy i można przyjąć, że ich rozkład i koncentracja w tym kierunku są jednorodne.
2. Ziarna materiału sypkiego są na tyle drobne, że pozwala to przyjąć liniową zależność oporu hydraulicznego tak utworzonej warstwy od prędkości filtracji gazu fluidyzującego.
3. Prędkość przepływu pęcherzy jest związana z prędkością odosobnionego pęcherza zależnością

$$u_p = u_{p0} (1 + \alpha \delta) \quad (1)$$

4. Zanedbuje się wzrost rozmiarów pęcherzy na skutek ekspansji gazu w nich zawartego.

Jako podstawową hipotezę przyjęto, że wzrost rozmiarów pęcherza na skutek wymiany gazu pomiędzy nim a otoczeniem możliwy jest tylko w przypadku przewyższenia przez prędkość filtracji gazu w fazie gęstej warstwy, prędkości krytycznej ( $u_e > u_{kr}$ ).

Przyjęcie takiej hipotezy wynika z zasady maksymalnej mechanicznej stabilności warstwy fluidalnej, tzn. dążności do osiągnięcia przez jej środek ciężkości możliwie najniższego położenia. Uzyskiwany w takich warunkach wzrost rozmiarów pęcherza powodować będzie również wzrost jego prędkości przepływu, wobec czego można przyjąć, że nadwyżka mocy konieczna dla przetłoczenia gazu przez fazę gęstą, przy prędkości filtracji  $u_e$ , zużytkowana zostanie na przyspieszenie przemieszczania się pęcherzy gazowych. Dla określenia tak sformułowanego bilansu mocy wydziałono w warstwie element o objętości  $A \delta h$ , dla którego otrzymamy równanie:

$$\delta p A (u_e - u_{kr}) = \frac{d}{dt} E_k \quad (2)$$

W równaniu (2)  $E_k$  reprezentuje energię kinetyczną ziaren materiału sypkiego, których ruch wywołany jest przepływem pęcherzy. Energię kinetyczną gazu zanedbano, ponieważ dla fluidyzacji gazami na ogół  $\frac{\rho_g}{\rho_s} > 10^3$ . Przenieszczenie się ziaren materiału sypkiego w objętości warstwy fluidalnej jest efektem dwu zasadniczych ruchów - cyrkulacyjnego o skali porównywalnej z rozmiarami warstwy oraz pulsacyjnego o małej skali, wywołanego przemieszczaniem tych ziaren, które znajdują się na drodze pęcherza.

Przepływ cyrkulacyjny związany jest z faktem towarzyszenia przepływającemu pęcherzowi jego śladu wypełnionego materiałem sypkim. Wobec tego całkowita energia kinetyczna będzie sumą energii kinetycznej w przepływie cyrkulacyjnym i pulsacyjnym, przy czym w przepływie cyrkulacyjnym należy wyróżnić tę część ziaren materiału sypkiego, która przepływa łącznie z pęcherzami w górę ku powierzchni warstwy oraz tę, którą kompensuje ten przepływ pozostając w ruchu zstępującym. Powodem takiego rozdziału są różne wartości prędkości w obu kierunkach.

Tak więc sumę tę można zapisać:

$$E_k = E_{k_{c1}} + E_{k_{c2}} + E_{kp} \quad (3)$$

Poszczególne składowe równania (3) będą:

$$E_{k_{c1}} = \frac{1}{2}(1-\varepsilon_e) \rho_m \text{Adh} \frac{f}{1-f} \delta (u_p - u_m)^2, \quad E_{k_{c2}} = \frac{1}{2}(1-\varepsilon_e) \rho_m \text{Adh} \left(1 - \frac{\delta}{1-f}\right) u_m^2,$$

$$E_{kp} = \frac{1}{2}(1-\varepsilon_e) \rho_m \text{Adh} \frac{\delta}{1-f} u_p^2.$$

Związek pomiędzy  $u_m$  a  $u_p$  można ustalić określając bilans masowy w przepływie cyrkulacyjnym.

$$(1-\varepsilon_e) \frac{f}{1-f} \delta (u_p - u_m) = (1-\varepsilon_e) \left(1 - \frac{\delta}{1-f}\right) u_m,$$

skąd

$$u_m = \frac{f}{1-f} \frac{\delta}{1-\delta} u_p. \quad (4)$$

Analizując składowe pełnej energii kinetycznej przy wykorzystaniu zależności (4) oraz przyjęciu, w oparciu o dane literaturowe, wartości  $f = 0,25$  i  $\delta \approx 0,3$  otrzymamy relację:

$$\frac{E_{k_{c1}}}{E_p} : \frac{E_{k_{c2}}}{E_p} : 1 = 0,4 : 0,023 : 1$$

Jak wynika z powyższego, wielkość energii kinetycznej ziaren materiału sypkiego w ruchu zstępującym w stosunku do pozostałych składowych jest do pominięcia. Podstawiając pozostałe składowe energii kinetycznej do równania (3), a następnie po uwzględnieniu relacji:

$$(1-\varepsilon_e) = \frac{1-\varepsilon}{1-\delta},$$

z równania (2) uzyskamy:

$$\frac{d}{dt} \left\{ u_p^2 \left[ \frac{f}{1-f} \frac{\delta}{1-\delta} \left(1 - \frac{f}{1-f} \frac{\delta}{1-\delta}\right)^2 + \frac{\delta}{(1-f)(1-\delta)} \right] \right\} = 2g u_{kr} \left( \frac{u_e}{u_{kr}} - 1 \right). \quad (5)$$

Gdyby było możliwe zaniedbanie przemieszczenia się ziaren w śladach pęcherzy, to równanie ciągłości dla gazu przepływającego przez warstwę miałoby postać [1]:

$$u = (1+2\delta)u_e + \delta u_p \quad (6)$$

Jednak w większości przypadków taka sytuacja jest nie do przyjęcia i uwzględnienie ruchu cyrkulacyjnego w równaniu (6) prowadzi do zależności

$$u = (1+2\delta)(u_e - \varepsilon_e u_{kr}) + \delta(u_p - u_m) \quad (7)$$

W tym miejscu należy dokonać oceny współczynnika  $\alpha$  w równaniu (1) dla pełnego określenia zależności prędkości pęcherzy od prędkości odosobnionego pęcherza  $u_{po}$ . Dla tego celu wykorzystamy znaną w literaturze empiryczną

zależność [3]

$$u_p = u - u_e + u_{po}, \quad (8)$$

ważną dla przypadku  $u_e \ll u_p$ . Uwzględniając zależności (4), (7) i (8) otrzymamy

$$\alpha = \frac{F}{1-\delta F}, \quad F = 1 - \frac{f}{1-f} \frac{(1+2\delta)\epsilon_e + \delta}{1-\delta}. \quad (9)$$

Jednocześnie podobnie otrzymamy zależność na iloraz  $\frac{u_e}{u_{kr}}$ , która pozwoli w pełni określić równanie (5)

$$\frac{u_e}{u_{kr}} = \frac{1-\delta F}{1+\delta(2-F)} L - \frac{\delta F}{1+\delta(2-F)} \frac{u_{po}}{u_{kr}}. \quad (10)$$

### 3. Ewolucja struktury przy zaniedbaniu koalescencji pęcherzy.

Bezpośrednio nad rusztem rozdzielającym formuje się początkowy stan, który można scharakteryzować koncentracją  $n_0$  i  $V_{p0}$  pęcherzy ( $\delta_0 = n_0 V_{p0}$ ) i początkową porowatością fazy gęstej  $\epsilon_{e0}$ , które dalej rozpatrywane będą jako zadane. Przy zastosowaniu rusztów perforowanych i kołpakowych wielkości te mogą być określone na podstawie danych zawartych w [2], natomiast dla rusztów porowatych wielkości te zawiera praca [1].

Zaniedbując początkowo koalescencję pęcherzy przyjęto  $n = n_0 = \text{idem}$ . W takim przypadku łatwo wyrazić prędkość pojedynczego pęcherza przez udział pęcherzy  $\delta$ . Objętość pęcherza może być wyrażona zależnością:

$$V_p = \frac{\pi}{6} D_p^3 (1-f), \quad \text{wobec tego} \quad u_{po} = C \cdot \delta^{\frac{1}{2}}, \quad (11)$$

gdzie

$$C = \left( \frac{6}{\pi(1-f)n_0} \right)^{\frac{1}{6}} k_2 g^{\frac{1}{2}} \quad (12)$$

Przyjęcie założenia o liniowości oporu hydraulicznego ziaren od prędkości filtracji w fazie gęstej [1], pozwala określić wartość  $u_e$  z zależności:

$$u_e = \frac{1}{k_1} \frac{\epsilon_e^3}{1-\epsilon_e} \frac{s_m - s_g}{\sqrt{s_g}} g d_z^2, \quad (13)$$

która słuszna jest również dla prędkości krytycznej po przyjęciu  $\epsilon_e = \epsilon_{kr}$ . Wykorzystując zależności (11), (12) i (13) można określić iloraz  $\frac{u_{po}}{u_{kr}}$  w postaci:

$$\frac{u_{po}}{u_{kr}} = B \cdot \delta^{\frac{1}{6}}, \quad (14)$$

gdzie

$$B = \frac{1 - \epsilon_{kr}}{\epsilon_{kr}^3} \cdot \frac{1,11 k_1 k_2}{\left[ \frac{s_m}{s_g} Ar \right]^{\frac{1}{2}} \left[ (1-f) n_0 d_z^3 \right]^{\frac{1}{6}}}, \quad (15)$$

korzystając również z zależności (13) możemy określić iloraz

$$\frac{u_e}{u_{kr}} = \left( \frac{\epsilon_e}{\epsilon_{kr}} \right)^3 \frac{1 - \epsilon_{kr}}{1 - \epsilon_e}, \quad (16)$$

który łącznie z równaniem (10) prezentuje algebraiczny związek między  $u_e$  i  $\delta$ .

Wyrażając na koniec związek pomiędzy  $dt$  a  $dh$  w postaci  $dt = \frac{dh}{U_p}$  oraz wykorzystując powyższe zależności, równanie (5) przekształci się do postaci:

$$\frac{dS}{dh} = \frac{1}{H} \left[ \frac{1-\delta F}{1+\delta(2-F)} L - B \cdot \frac{\delta^{3/6} F}{1+\delta(2-F)} - 1 \right] \frac{1-\delta F}{\delta^{3/6}} \quad (17)$$

gdzie:

$$S = \left\{ \frac{\delta^{3/6}}{(1-\delta F)^2} \left[ \frac{f}{1-f} \frac{\delta}{1-\delta} \left( 1 - \frac{f}{1-f} \frac{\delta}{1-\delta} \right)^2 + \frac{\delta}{(1-f)(1-\delta)} \right] \right\} \quad (18)$$

$$H = \frac{1-E_{kr}}{E_w^3} \frac{0.7 k_1 k_2^3 dz}{\left[ \frac{g_m}{g} Ar \right]^{1/2} \left[ (1-f) n_0 d_z^3 \right]^{1/2}} \quad (19)$$

W szczególności, niemniej jednak możliwym w rzeczywistości przypadku, kiedy można zaniedbać ruch cyrkulacyjny ziaren materiału sypkiego ( $n_p \cdot f \approx 0$ ), równanie (17) uprości się przyjmując postać:

$$\frac{d\delta}{dh} = \frac{3}{H} \left[ \frac{1-\delta}{1+\delta} L - B \frac{\delta^{3/6}}{1+\delta} - 1 \right] \frac{(1-\delta)^5}{(4+5\delta)\delta^{1/2}} \quad (20)$$

Natomiast wartość porowatości  $\epsilon_e$  określa równanie

$$\left( \frac{\epsilon_e}{\epsilon_{kr}} \right)^3 \frac{1-E_{kr}}{1-\epsilon_e} = \frac{1-\delta}{1+\delta} L - B \frac{\delta^{3/6}}{1+\delta} \quad (21)$$

Przyjmując dalej współrzędną bezwymiarową wysokości  $\xi = \frac{h}{H}$  (w skali  $H$ ) otrzymamy z (20):

$$\frac{d\delta}{d\xi} = 3 \left[ \frac{1-\delta}{1+\delta} L - B \frac{\delta^{3/6}}{1+\delta} - 1 \right] \frac{(1-\delta)^5}{(4+5\delta)\delta^{1/2}} \quad (22)$$

Na rys. 1 jednocześnie przedstawiono zależności prawej strony równania (21) od  $\delta$  przy różnych  $L$  i  $B$  oraz lewej strony od  $\epsilon_e$  przy  $E_{kr} = 0,5$ .

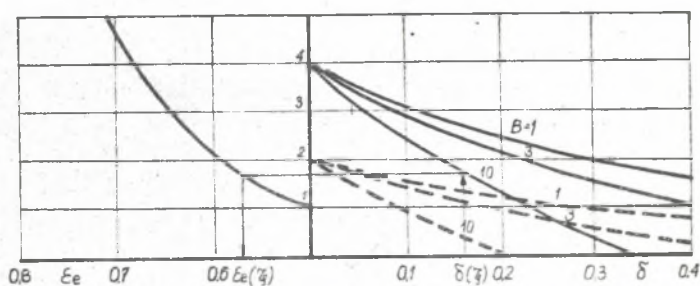
Rys. 2 przedstawia zmiany udziału pęcherzy wzdłuż wysokości warstwy również przy różnych  $L$  i  $B$ .

Znaleziono tak zależności pozwalają wyliczyć wielkości charakteryzujące hydrodynamikę i mieszanie na różnych poziomach w warstwie fluidalnej.

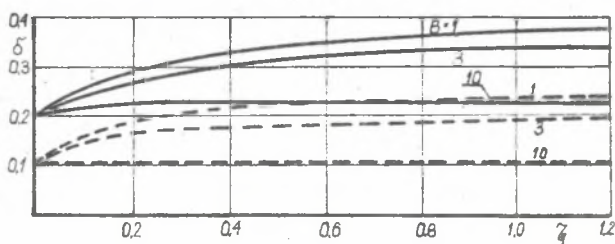
Nietrudno również przeprowadzić numeryczne obliczenia w przypadku, gdy zaniedbanie ruchu cyrkulacyjnego ziaren materiału sypkiego jest niemożliwe. W tym celu należy wykorzystać równanie (17), w którym występuje wielkość  $F$ , zawierająca parametr  $f$ .

#### 4. Wpływ koalescencji.

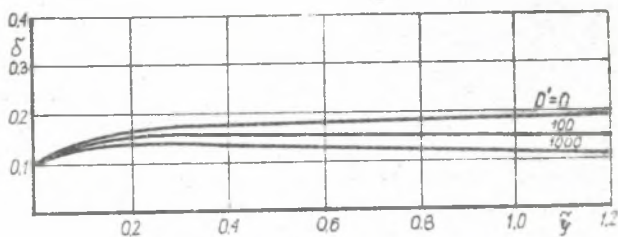
W realnych warstwach fluidalnych występuje zjawisko koalescencji pęcherzy, polegające na łączeniu się par pęcherzy, dające w efekcie jeden pęcherz o dużych rozmiarach. Koalescencja pęcherzy prowadzi, wskutek zmniejszenia liczby pęcherzy, do ograniczenia (także w przypadku gdy całkowita objętość pęcherzy zostanie zachowana) pola powierzchni rozdziału pomiędzy nimi a fazą gęstą, a w następstwie obniżenia szybkości wzrostu objętościowej kon-



Rys. 1. Nomogram dla określenia porowości fazy gęstej  $\epsilon_e$ .  
Linia przerywana  $L = 2$ , ciągła  $L = 4$ .  
Strzałki oznaczają kolejność określenia  $\epsilon_e$  dla danego  $\delta$ .  
 $\epsilon_{kr} = 0,5$



Rys. 2. Zależność objętościowej koncentracji pęcherzy od bezwymiarowej wysokości w warstwie dla  $L = 2$  i  $4$  (odpowiednio przerywane i ciągłe linie) i różnych  $B$ .



Rys. 3. Zależność  $\delta$  od  $\gamma$  przy uwzględnieniu koalescencji dla  $L = 2$ ,  $B = 3$  i różnych  $D'$ .

-koncentracji pęcherzy w wyniku wymiany gazu (w porównaniu z analogicznym układem bez koalescencji).

Mechanizmy koalescencji są różnorodne i ich analiza wychodzi poza ramy niniejszej pracy, stąd też ograniczono się jedynie do zaprezentowania jej wpływu na liczbową koncentrację pęcherzy w warstwie.

Wpływ badania tego procesu doprowadziły do zależności aproksymującej rzeczywiste zmiany liczby pęcherzy na poszczególnych poziomach w warstwie w postaci:

$$n = \frac{n_0}{Dh+1}, \quad (23)$$

gdzie  $n_0$  i  $D$  zależą od warunków fluidyzacji ( $L$ ).

Uwzględnienie powyższej zależności w (21) i (22) pozwala uzyskać równania w postaci:

$$\frac{d\delta}{dz} = 3 \left[ \frac{1-\delta}{1+\delta} L - B \frac{\delta^{\frac{3}{2}}}{1+\delta} (D'\zeta+1)^{\frac{1}{6}} - 1 \right] \frac{(1-\delta)^5}{(4+5\delta)\delta^{\frac{1}{2}}} (D'\zeta+1)^{-\frac{1}{2}}, \quad (24)$$

$$\left( \frac{\epsilon_e}{\epsilon_{kr}} \right)^3 \frac{1-\epsilon_{kr}}{1-\epsilon_e} = \frac{1-\delta}{1+\delta} L - B \frac{\delta^{\frac{3}{2}}}{1+\delta} (A'\zeta+1)^{\frac{1}{6}}, \quad (25)$$

gdzie:  $D' = Dh$ .

Numeryczne rozwiązanie równania przedstawia rys. 3. Widoczny jest wyraźny wpływ koalescencji na zmiany  $\delta$  wzdłuż wysokości.

#### LITERATURA

- [1] Bis Z., Gajewski W. - Struktura przyrusztowej strefy warstwy fluidalnej referat zgłoszony na XII Zjazd Termodynamiczów 84.
- [2] Bujewicz J.A., Minsjew G.A. - Mechanika strujnych течений в зернистых слоях. ИФЖ, 1976, T.30, Nr 5, s.825-833.
- [3] Dawidson I.F., Harrison D. - Pseudoożyczenie twierdych czastec. Chirija65.
- [4] Grace J.R., Clift R. - On the two-phase theory of fluidization. Chem.Engng.Sci. 1974, vol.29, p.327-334.
- [5] Pyle D.L., Harrison D. - An experimental investigation of the two-phase theory of fluidization. Chem.Engng.Sci. 1967, vol.22, p.1199-1207.
- [6] Rone P.N., Everett D.J. - Fluidized bed bubbles viewed by X-rays Pt.III. Trans.Instn.Chem.Engrs. 1972, vol.50, p.T55-T60.
- [7] Toomey R.D., Johnstone H.P. - Gaseous fluidization of solid particles. Chem.Engng.Progr. 1952, vol.48, p.220-226.
- [8] Turner J.C.R. - On bubble flow in liquids and fluidized beds. Chem. Engng.Sci. 1966, vol.21, p.971-974.



## ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРЫ ПСЕВДООЖИЖЕННОГО СЛОЯ

## Р е з ю м е

В работе представлено изменение характеристик пузырей и плотной фазы по высоте псевдооживленного слоя в зависимости от условий процесса.

## EVOLUTION OF FLUIDIZED BED STRUCTURE

## S u m m a r y

Consideration is made of the variation of state and characteristic of dilute and dense fluidized bed phases with the varying height over the distributor attributed to interphase exchange in the fluidizing medium. The effect of bubble coalescence on phase evolution is studied.