

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
I N S T Y T U T M A S Z Y N P R Z E P Ł Y W O W Y C H

PRACE
I N S T Y T U T U M A S Z Y N
P R Z E P Ł Y W O W Y C H

T R A N S A C T I O N S

O F T H E I N S T I T U T E O F F L U I D - F L O W M A C H I N E R Y

86

W A R S Z A W A - P O Z N A Ń 1 9 8 3

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

RADA REDAKCYJNA - EDITORIAL BOARD

TADEUSZ GERLACH · HENRYK JARZYNA · JERZY KRZYŻANOWSKI
STEFAN PERYCZ · WŁODZIMIERZ PROSNAK · KAZIMIERZ STELER
ROBERT SZEWAŁSKI (PRZEWODNICZĄCY - CHAIRMAN) · JÓZEF ŚMIGIELSKI

KOMITET REDAKCYJNY - EXECUTIVE EDITORS

KAZIMIERZ STELER - REDAKTOR - EDITOR
WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ZENON ZAKRZEWSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA - EDITORIAL OFFICE

Instytut Maszyn Przepływowych PAN
ul. Gen. Józefa Fiszerza 14, 80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, tel. 41-12-71

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1983

Printed in Poland

ISBN 83-01-04798-4

ISSN 0079-3205

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE - ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 300+90 egz.

Ark. wyd. 10. Ark. druk. 8,5

Pap. druk. sat. kl. V, 70 g

Nr zam. 47/203

Oddano do składania 8 XI 1982 r.

Podpisano do druku 31 V 1983 r.

Druk ukończono w czerwcu 1983 r.

E-9/324. Cena zł 100,-

DRUKARNIA UNIwersytetu IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

MARIAN TRELA

Gdańsk

Bezwładnościowy model separacji cząstek z turbulентnego przepływu gazu*

Przedstawiono model separacji cząstek z turbulентnego strumienia gazu na ścianki kanału. Opiera się on na koncepcji drogi hamowania cząstki, uwzględniając przy tym różnice między współczynnikami dyfuzji turbulентnej gazu oraz cząstek. Wyniki analizy porównano z dostępnymi badaniami eksperymentalnymi uzyskując zadowalającą zgodność.

Wykaz oznaczeń

- | | |
|---|--|
| A, a – współczynniki określone w tekście, | y – odległość od ścianki, |
| B – współczynnik określony w tekście, | y^+ – bezwymiarowa odległość, $y^+ = yu^*/\nu_g$, |
| b – stosunek dyfuzyjności cząstek do dyfuzyjności gazu, | ε – współczynnik dyfuzji turbulентnej, |
| c – koncentracja, | μ – dynamiczny współczynnik lepkości, |
| D – współczynnik określony w tekście, | ν – kinematyczny współczynnik lepkości, |
| d – średnica, | ρ – gęstość, |
| $E(\omega)$ – funkcja rozkładu energii ruchu turbulентnego, | ω – prędkość kątowna wirów turbulентnych, |
| f – współczynnik tarcia, | η – stosunek amplitudy ruchu wirowego cząstek do ruchu wirowego gazu, |
| k – współczynnik separacji, $k = m/\bar{c}$, | v' – średnia wartość fluktuacji prędkości w kierunku y . |
| m – gęstość strumienia masy, wykładnik, | |
| n – wykładnik, | |
| P – prawdopodobieństwo, | |
| R – stosunek fluktuacji prędkości gazu do prędkości dynamicznej, $R = V_p'/u^*$, | |
| Re – liczba Reynoldsa, $Re = \bar{u}d_k/\nu_g$, | |
| S – droga hamowania, | |
| S^+ – bezwymiarowa droga hamowania, $S^+ = Su^*/\nu_g$, | |
| \bar{u} – średnia prędkość w kanale, | |
| u^* – prędkość dynamiczna, $u^* = \bar{u}\sqrt{f_k/2}$, | |

Indeksy dotyczą:

- | |
|---|
| c – osi kanału, |
| g – gazu, |
| gr – granicznej, promieniowej dla gazu, |
| k – kanału, |
| 0 – wartości początkowej, |
| p – cząstek, kropel, |
| r – promienia, |
| t – turbulencji, |
| – – wartości średniej. |

* Praca wykonana w ramach problemu międzyresortowego MR. I. 26, „Podstawy projektowania maszyn i urządzeń energetycznych”, grupa tematyczna 06.

1. Wstęp

Separacja cząstek stałych lub kropeł z turbulentnego przepływu gazu, z uwagi na ważność tego zjawiska w różnych urządzeniach technicznych, jest przedmiotem badań od wielu już lat. Zauważalny jednak postęp w tym zakresie nastąpił pod koniec lat pięćdziesiątych.

W tym czasie Friedlander i Johnstone [1] przedstawili model separacji oparty na koncepcji drogi hamowania cząstek. Według tego modelu turbulентne wiry niosą cząstki na odległość drogi hamowania S od ścianki, skąd cząstki dzięki swojej inercji osiadają na ściance kanału. Dla cząstki o średnicy d_p , poruszającej się w gazie według prawa Stokesa z prędkością początkową $u_0 = u^*$, droga hamowania wynosi

$$S = \frac{\rho_p d_p^2 u^*}{18\mu_g} \quad (1.1)$$

Friedlander i Johnstone [1] obliczali współczynnik separacji definiowany jako

$$k = \frac{m_t}{c} \quad (1.2)$$

całkując równanie dyfuzji

$$m_t = \varepsilon_p \frac{dc}{dy} \quad (1.3)$$

dla warunku brzegowego: $c=0$ dla $y=S$, przy przyjęciu podstawowego założenia o równości współczynników turbulentnej dyfuzji dla cząstek i dla gazu, tj. $\varepsilon_p = \varepsilon_g$ oraz przy założeniu liniowego rozkładu strumienia masy m_t w kanale. Dla lepszej zgodności teorii z eksperymentem autorzy ci obliczali drogę hamowania S , przyjmując prędkość początkową $u_0 = 0,9u^*$.

Porównanie modelu Friedlandera i Johnstone'a z badaniami eksperymentalnymi wykazało jednak poważne rozbieżności. Pewne modyfikacje modelu polegające na przyjęciu innej prędkości początkowej, poczynione zostały przez Daviesa [2] i Beala [3]. Z kolei Liu i Hori [4] wprowadzili do modelu korektę w postaci efektywnej dyfuzyjności cząstek, dzięki czemu uzyskali znaczną poprawę wyników. Generalnie mówiąc, model separacji oparty na koncepcji drogi hamowania w ujęciu Friedlandera i Johnstone'a może służyć z umiarkowaną dokładnością do obliczenia separacji cząstek, dla których bezwymiarowa droga hamowania $S^+ < 30$. Dla cząstek większych model powyższy zawodzi.

Inne podejście do zagadnienia separacji cząstek przedstawione zostało w poprzednich pracach autora [5, 6]. Zaproponowano tam model separacji na płycie umieszczonej w kanale dla cząstek spełniających warunek $S^+ > 20$. Model ten uwzględnia rzeczywistą dyfuzyjność cząstek oraz bierze pod uwagę prawdopodobieństwo ruchu cząstek w kierunku ścianki.

W niniejszej pracy rozszerzono stosowalność tego modelu na cząstki mniejsze spełniające warunek $S^+ > 0,2$, uwzględniając przy tym wpływ drogi hamowania oraz koncentracji cząstek na intensywność separacji. Przeprowadzono także porównanie z badaniami eksperymentalnymi ilustrując przydatność tego modelu do obliczenia separacji w kanałach przy różnych warunkach przepływu oraz wielkościach cząstek.

2. Analiza teoretyczna

Analizie podlegają cząstki, dla których wpływ dyfuzji molekularnej można pominąć. Według McCoy i Hanratty'ego [7] dla cząstek spełniających warunek $S^+ > 0,2$ inercja cząstek determinuje proces separacji. Pomija się działanie siły ciężkości i rozpatruje się rozwinięty jednowymiarowy turbulentny przepływ gazu z cząsteczkami ciała stałego lub kropelkami. Gradient prędkości przy ściance kanału jest dostatecznie mały dla pominięcia siły Magnusa. Dla założonych powyżej warunków, separacja cząstek zależy będzie od bezładności cząstek oraz burzliwości przepływającego gazu.

Zgodnie z teorią ruchu burzliwego [8], składa się on z wirów, których rozmiar i prędkość kątowna zależą od odległości od ścianki w ten sposób, iż przy zbliżaniu się do niej maleje wielkość wirów a rośnie prędkość kątowna. Jeżeli w jądrze przepływu cząsteczki nadażają, w jakiś przybliżony sposób, za wirami gazu, to przy zbliżaniu się do ścianki wpadają w wiry o dużej częstości, gdzie dzięki swojej inercji stają się niepodatne na fluktuacje prędkości gazu. W niniejszej analizie przyjęto, iż cząstki stają się niepodatne na fluktuacje prędkości w obszarze rozciągającym się od ścianki kanału na odległość S . Cząsteczki przenikają przez ten obszar dzięki impulsowi uzyskanemu na granicy tego obszaru. Jeżeli w odległości S od ścianki kanału koncentracja cząstek wynosi c , a średnia wartość fluktuacji prędkości w kierunku prostopadłym do ścianki v'_p , to na podstawie przyjętych założeń strumień masy separujących się cząstek można określić jako

$$m_t = P v'_p c; \quad (2.1)$$

P oznacza tu wielkość prawdopodobieństwa, które można przedstawić dalej jako

$$P = P_1 P_2, \quad (2.2)$$

gdzie P_1 – prawdopodobieństwo uzyskania impulsu prędkości w kierunku ścianki, a P_2 – prawdopodobieństwo dotarcia cząstki do ścianki w wyniku tego impulsu.

Dla kanałów okrągłych o separacji decydującą będzie fluktuacja prędkości gazu w kierunku promieniowym, v'_{pr} . Prawdopodobieństwo P_1 uzyskania impulsu prędkości v'_{pr} w kierunku ścianki wynosi zatem 0,5.

Określenie prawdopodobieństwa P_2 jest bardziej skomplikowane. Ponieważ w modelu przyjęto, iż dla $y < S$ cząstki stają się niepodatne na wiry turbulენტne gazu, to wielkość P_2 będzie odwrotnie proporcjonalna do prawdopodobieństwa kolizji z innymi cząsteczkami, które z kolei jest proporcjonalne do długości drogi hamowania S^+ oraz koncentracji cząstek c . Można zatem oczekiwać, iż P_2 będzie iloczynem dwóch funkcji, z których każda zależy od jednego argumentu.

$$P_2 = f_1(S^+) f_2(c). \quad (2.3)$$

Badania eksperymentalne Namie i Ueda [9] wykazały duży wpływ koncentracji cząstek na współczynnik separacji k , co tłumaczono zmniejszeniem się dyfuzyjności gazu. Gdyby założyć, iż zmniejszenie się współczynnika k wynika z powiększenia się ilości kolizji cząstek w trakcie ich lotu ku ściance kanału wówczas, na podstawie badań Namie i Ueda, funkcja $f_2(c)$ przyjęłaby postać

$$f_2(c) = e^{-n_1 c} \quad (2.4)$$

z wartością wykładnika $n_1 \simeq 0,5$. W niniejszej pracy rozważania ograniczono do małych koncentracji cząstek, wobec tego przyjęto $f_2(c) = 1$. Dla określenia funkcji $f_1(S^*)$ należy rozpatrzyć dwa przypadki:

1. Jeżeli cząsteczka startuje ku ściance z punktu znajdującego się w podwarstwie laminarnej lub buforowej, to prawdopodobieństwo P_2 dotarcia do ścianki jest bliskie jedności. Wynika to z uporządkowanego ruchu gazu w pobliżu ścianki na skutek działania sił lepkości. Biorąc to pod uwagę, do dalszej analizy przyjęto, iż $P_2 = 1$ dla $S^+ \leq S_{gr}^+ = 20$. Przyjęcie wartości granicznej drogi hamowania $S_{gr}^+ = 20$ jest oczywiście umowne. Z zestawienia wyników badań eksperymentalnych separacji opracowanego przez McCoy'a i Hanratty'ego ([7], rys. 1) wynika, iż jakościowa zmiana przebiegu współczynnika separacji zachodzi dla S^+ z przedziału (20, 30) co sugeruje wartości graniczne drogi hamowania z tego właśnie przedziału.

2. Dla cząstek znajdujących się poza warstwą przyścienną, tj. dla $S^+ > 20$, prawdopodobieństwo P_2 maleć będzie ze wzrostem drogi hamowania S^+ . Wobec tego można założyć następującą zależność funkcyjną

$$f_1(S^+) = a_1 S^{+m}, \quad (2.5)$$

gdzie a_1, m – współczynniki, które należy określić na podstawie badań eksperymentalnych.

Podsumowując powyższe rozważania, do dalszej analizy przyjęto

$$P = 0,5 \quad (2.6)$$

dla $S^+ \leq 20$ oraz

$$P = a_2 S^{+m} \quad (2.7)$$

dla $S^+ > 20$, gdzie $a_2 = 0,5a_1$.

Model separacji zaproponowany przez Friedlandera i Johnstone'a [1] zakładał równość współczynników dyfuzji turbulentnej gazu oraz cząstek. Założenie to, skrytykowane zostało przez Rouhiainen i Stachiewicza [10], którzy wykazali za Tchenem (Hinze [8]), iż dyfuzyjność cząstek większych od $1 \mu\text{m}$ jest znacznie mniejsza od dyfuzyjności gazu. Według Tchena, stosunek dyfuzyjności cząstek do dyfuzyjności gazu wynosi

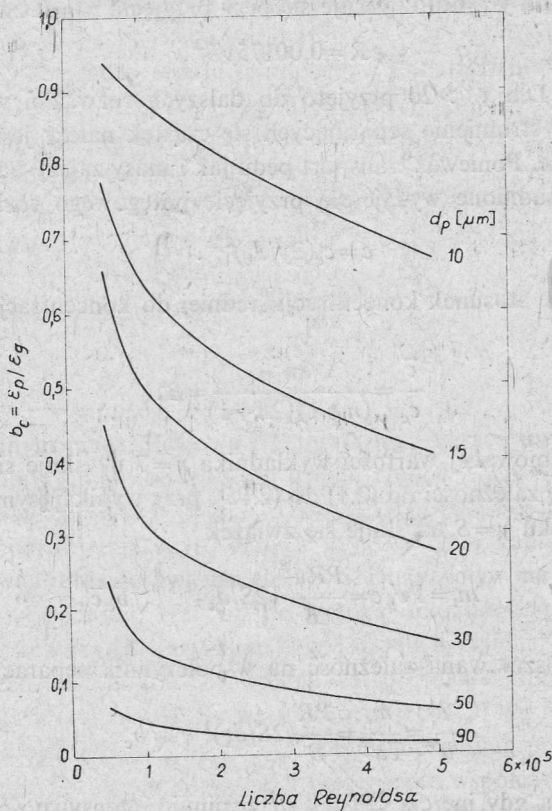
$$\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_g} = \frac{v_p'^2}{v_g'^2} = \frac{\int_0^\infty \eta^2 E_g(\omega) d\omega}{\int_0^\infty E_g(\omega) d\omega} = b. \quad (2.8)$$

Opierając się na badaniach Comte-Bellota [11] nad rozkładem funkcji $E(\omega)$ w ruchu turbulentnym obliczono*, podobnie jak to zrobili Rouhiainen i Stachiewicz [10], stosunek $\varepsilon_p/\varepsilon_g = b$ według (2.8). Ponieważ badania Comte-Bellota wykonano dla punktu w odległości $2y/d_k = 0,42$ od ścianki kanału, to wartość $b_c = \varepsilon_p/\varepsilon_g$ w osi kanału (rys. 1) uzyskano zakładając rozkład współczynnika b według zależności potęgowej

$$b = b_c (2y/d_k)^{1/n} \quad (2.9)$$

typowej dla przepływów burzliwych.

* Obliczenia wykonał B. Durkiewicz, przyjmując jako wymiar charakterystyczny dla wyznaczania liczby Reynoldsa w badaniach Conte-Bellota szerokość kanału.



Rys. 1. Stosunek dyfuzyjności kropeł do dyfuzyjności powietrza w osi kanału.

Biorąc pod uwagę (2.8) i (2.9) fluktuację prędkości cząstki można przedstawić jako

$$v'_p = v'_g \sqrt{b} = v'_g (2y/d_k)^{1/2n} \sqrt{b_c}. \quad (2.10)$$

Według badań Laufera (za [8], rys. 7.32 i 7.34) stosunek fluktuacji prędkości w kierunku promieniowym do prędkości tarcia, tzn. $v'_{gr}/u^* = R$, rośnie bardzo gwałtownie w miarę oddalania się od ścianki i przy wartości $y^+ \approx 20$ osiąga wartość $R \approx 0,7$. Dalej wartości R rosną nieznacznie osiągając pewne maksimum, aby potem w osi kanału osiągnąć znowu wartość około 0,7. Według Hinze [8] współczynnik turbulentnej dyfuzji ϵ_g zmienia się w pobliżu ścianki według relacji

$$\frac{\epsilon_g}{v_g} = Ay^{+n_2}, \quad (2.11)$$

przy czym wykładnik n_2 przyjmuje wartość około 2. Wobec tego podobną relację można założyć także w tym przypadku dla stosunku R w zakresie $y^+ \leq 20$

$$R = ay^{+n_2}. \quad (2.12)$$

Z warunku $R=0,7$ dla $y^+=20$ uzyskuje się przy przyjęciu $n_2=2$ związek

$$R=0,00175y^{+2}, \quad (2.13)$$

ważny dla $y^+ \leq 20$. Dla $y^+ > 20$ przyjęto do dalszych rozważań wartość stałą $R=0,7$.

Dla wyznaczenia strumienia separujących się cząstek należy jeszcze określić rozkład koncentracji w kanale. Ponieważ transport pędu jak i masy zależy od wzajemnego oddziaływania wirów, uzasadnione wydaje się przyjęcie potęgowego rozkładu

$$c=c_c(2y/d_k)^{1/n}. \quad (2.14)$$

Przy takim rozkładzie stosunek koncentracji średniej do koncentracji maksymalnej w osi kanału wynosi

$$\frac{\bar{c}}{c_c} = \frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)} = B. \quad (2.15)$$

Dla najczęściej przyjmowanej wartości wykładnika $n=7$ uzyskuje się $B=0,816$.

Biorąc pod uwagę zależności od (2.1) do (2.15), przy wynikającym z przyjętego tu modelu separacji warunku $y=S$ uzyskuje się związek

$$m_t = Pv'_p c = \frac{PRu^*}{B} (2S/d_k)^{1,5/n} \sqrt{\bar{b}_c \bar{c}}, \quad (2.16)$$

z którego wynika poszukiwana zależność na współczynnik separacji

$$\frac{k}{u^*} = \frac{m_t}{cu^*} = \frac{PR}{B} (2S/d_k)^{1,5/n} \sqrt{\bar{b}_c} \quad (2.17)$$

ważną dla przypadku, gdy inercja cząstek determinuje intensywność separacji. Dla $n=7$ uzyskuje się, przy uwzględnieniu (2.6) i (2.7),

$$\frac{k}{u^*} = 10,72 \cdot 10^{-4} S^{+2} (2S/d_k)^{0,214} \sqrt{\bar{b}_c} \quad (2.18)$$

dla $S^+ \leq 20$ oraz

$$\frac{k}{u^*} = DS^{+m} (2S/d_k)^{0,214} \sqrt{\bar{b}_c} \quad (2.19)$$

dla $S^+ > 20$.

W powyższym związku współczynnik D wynosi

$$D = \frac{a_2 R}{B} \quad (2.20)$$

i jest związany z wykładnikiem m przez zależność (2.7).

Jeżeli przyjąć prawdopodobieństwo $P_2=1$, wówczas zgodnie z przyjętym modelem $m=0$, $D=0,43$; wobec tego zależność (2.19) upraszcza się do postaci

$$\frac{k}{u^*} = 0,43 (2S/d_k)^{0,214} \sqrt{\bar{b}_c}. \quad (2.21)$$

Poniżej przedstawiono porównanie prezentowanego tu modelu separacji z badaniami eksperymentalnymi separacji w kanałach pionowych dla różnych wielkości cząstek.

3. Porównanie z danymi eksperymentalnymi

Obszerny przegląd dotyczący separacji cząstek w kanałach pionowych i poziomych przeprowadzony został przez McCoy'a i Hanratty'ego [7]. Autorzy ci zebrali bardzo wiele badań eksperymentalnych i na ich podstawie stwierdzili, iż w zakresie $0,2 < S^+ < 22,9$ najlepiej uogólnia dane eksperymentalne korelacja

$$\frac{k}{u^*} = 3,25 \cdot 10^{-4} S^{+2}. \quad (3.1)$$

Dla $S^+ > 22,9$ autorzy ci polecają inny związek

$$\frac{k}{u^*} = 0,17. \quad (3.2)$$

Na zestawieniu podanym przez McCoy'a i Hanratty'ego zwraca uwagę olbrzymi rozrzut punktów eksperymentalnych dochodzący do dwóch rzędów wielkości dla $0,2 < S^+ < 22,9$ oraz jednego rzędu wielkości dla $S^+ > 22,9$. Tak wielkie rozbieżności wynikają między innymi z faktu, iż do porównania użyto danych uzyskanych w kanałach pionowych oraz poziomych, gdzie pewną rolę odgrywa siła ciężkości. Duży wpływ ma też stosunkowo mała dokładność pomiarów separacji. Na tym tle wysoką dokładnością pomiaru wyróżniają się badania Liu i Agarwala [12] uzyskane dzięki użyciu specjalnej techniki pomiarowej.

Na rysunku 2 przedstawiono dla porównania wartości eksperymentalne współczynnika k/u^* uzyskane przez Liu i Agarwala dla warunków: $d_k = 0,0127$ m, $\bar{Re} = 25 \cdot 10^3$, obliczone według korelacji McCoy'a i Hanratty'ego oraz obliczone według prezentowanego tu modelu. Jak widać z tego porównania, wartości teoretyczne współczynnika k/u^* obliczone według (2.18) pokrywają się niemal z wartościami obliczeniowymi według korelacji McCoy'a i Hanratty'ego. Bardzo dobra zgodność istnieje również z badaniami Liu i Agarwala. Te ostatnie sugerują, iż dla $S^+ > 20$ wartość wykładnika m w zależności (2.19) powinna być około $-0,1$, co na podstawie (2.7) oraz (2.20) prowadzi do wartości współczynnika $D = 0,579$. Wobec tego zależność (2.19) przyjmuje postać

$$\frac{k}{u^*} = 0,579 S^{+ -0,1} (2S/d_k)^{0,214} \sqrt{b_c}. \quad (3.3)$$

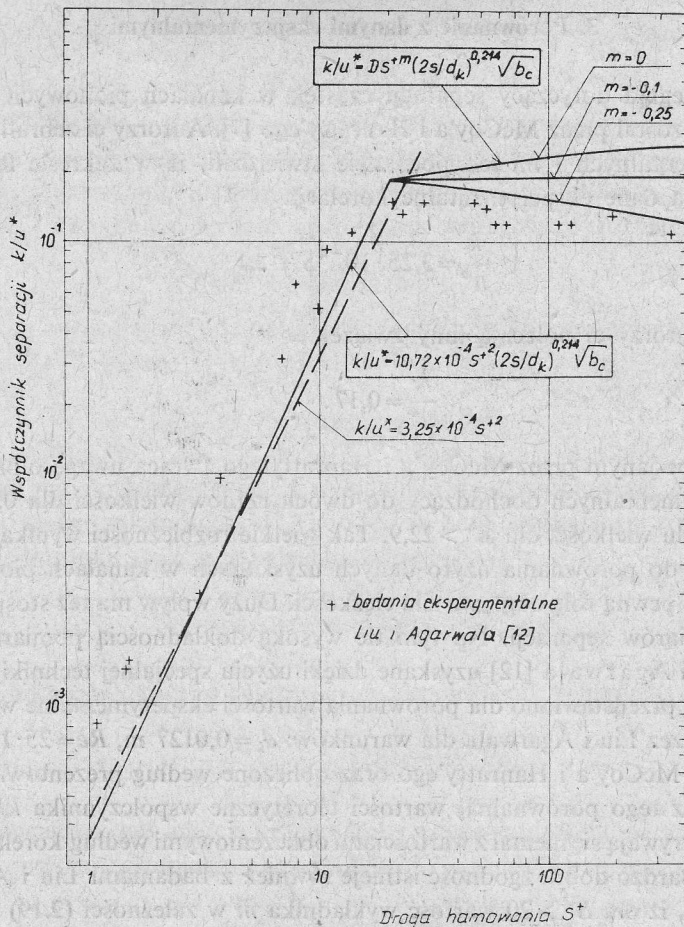
Prezentowany tu model separacji można porównać dla dużych wartości S^+ z badaniami eksperymentalnymi Cousinsa i Hewitta [13]. Autorzy ci przeprowadzili badania separacji kropeł wody w dwóch rurach pionowych:

- dla rury o średnicy $d_k = 0,00953$ m zakres parametrów był następujący: liczba Reynoldsa $Re = 37\ 500$ do $56\ 500$, średnica Sautera kropeł $d_{32} = 40$ do 70 μm ;
- dla rury o średnicy $d_k = 0,0318$ m, $Re = 150\ 000$ do $200\ 000$, $d_{32} = 70$ do 110 μm .

Wyniki badań Cousins i Hewitta przedstawili McCoy i Hanratty [7] w formie bezwymiarowego współczynnika k/u^* , uzyskując średnie jego wartości

$$\frac{k}{u^*} \approx 0,095 \quad \text{dla} \quad d_k = 0,00953 \text{ m},$$

$$\frac{\bar{k}}{u^*} \approx 0,068 \quad \text{dla} \quad d_k = 0,0318 \text{ m}.$$



Rys. 2. Teoretyczne i eksperymentalne wartości współczynnika separacji w rurach pionowych

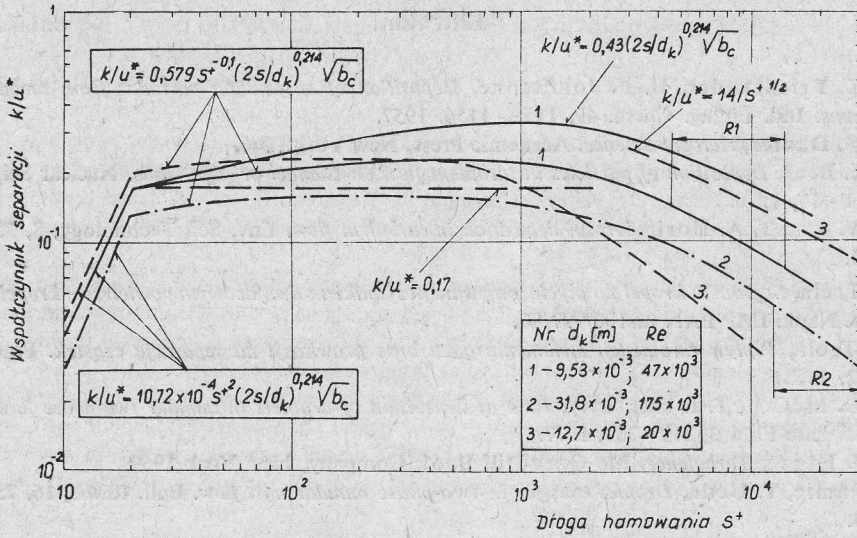
Ponieważ wpływ liczby Reynoldsa jest stosunkowo mały, do porównania teorii z eksperymentem przyjęto średnie wartości liczby Reynoldsa, $\bar{Re} = 47 \cdot 10^3$ dla mniejszej średnicy rury oraz $\bar{Re} = 175 \cdot 10^3$ dla większej. Wyniki porównania przedstawia rysunek 3. Wartości współczynnika separacji są praktycznie stałe w granicach $20 < S^+ < 10^3$, po czym następuje ich spadek. W zakresie oznaczonym na rysunku 3 przez $R1$, a odpowiadającym parametrom badawczym Cousinsa i Hewitta dla rury o mniejszej średnicy, średnia teoretyczna wartość współczynnika separacji wynosi

$$\left(\frac{\bar{k}}{u^*}\right)_{R1} \approx 0,105,$$

a dla zakresu $R2$

$$\left(\frac{\bar{k}}{u^*}\right)_{R2} \approx 0,04.$$

Jak widać, zgodność wartości teoretycznych oraz eksperymentalnych współczynnika k/u^* jest stosunkowo dobra, gdyż różnice mieszczą się w granicach 40%.



Rys. 3. Teoretyczne i eksperymentalne wartości współczynnika separacji w rurach pionowych

Do porównania przyjęto też badania Farmera [14] separacji kropeł wody w rurze pionowej o średnicy $d_k = 0,0127$ m. Wyniki tych badań przeliczone zostały przez McCoy'a i Hanratty'ego [7] do postaci bezwymiarowego współczynnika separacji. Według McCoy'a i Hanratty'ego zmianę współczynnika separacji w tych badaniach opisuje relacja typu

$$\frac{k}{u^*} = \frac{A_1}{S^{+\frac{1}{2}}}, \quad (3.4)$$

przy czym rozrzut punktów eksperymentalnych mieści się w polu określonym zmiennością współczynnika A_1 w granicach 10 do 20. Na rysunku 3 przedstawiono przebieg wartości k/u^* według powyższej relacji dla $A_1 = 14$ oraz według (3.3), przy przyjęciu średniej dla warunków Farmera wartości liczby Reynoldsa $Re = 20 \cdot 10^3$. W tym przypadku wartości eksperymentalne współczynnika separacji są większe o około 100% od wartości teoretycznych, wykazując jednak podobny przebieg.

Dla określenia wpływu przyjętych wartości prawdopodobieństwa P_2 naniesiono na rysunku 3 wartości współczynnika k/u^* obliczone według zależności (2.21) obowiązującej dla $P_2 = 1$. Jak można było oczekiwać, wartości te są nieco wyższe od poprzednio obliczonych, przy czym różnice te rosną ze wzrostem wartości S^+ .

Wreszcie na rysunku 3 zaznaczono także wartości współczynnika według relacji (3.2), która według McCoy'a i Hanratty'ego najlepiej odzwierciedla dotychczasowe badania eksperymentalne dla $S^+ > 22,9$. Jak widać, w zakresie $20 < S^+ < 2 \cdot 10^3$ istnieje bardzo dobra zgodność wartości teoretycznych współczynnika separacji z wartościami eksperymentalnymi reprezentowanymi przez relację (3.2).

Podsumowując powyższe porównanie, można chyba stwierdzić, iż prezentowany tu model separacji opisuje w sposób prosty, ale jednocześnie dokładny proces separacji turbulentnej w bardzo szerokim zakresie wartości S^+ .

Literatura

- [1] S. K. Friedlander, H. F. Johnstone, *Deposition of suspending particles from turbulent gas streams*. Ind. Engng. Chem. 49, 1151 - 1156, 1957.
- [2] C. N. Davies, *Aerosol Science*. Academic Press, New York 1966.
- [3] S. K. Beal, *Deposition of particles in turbulent flow on channel or pipe walls*. Nuclear Sci, Engng. 40, 1 - 11, 1970.
- [4] H. Y. Liu, T. A. Ilori, *Aerosol deposition in turbulent flow*. Env. Sci. Technology, 8, 351 - 356, 1974.
- [5] M. Trela, *Separacja kropek na płycie omywanej czynnikiem dwufazowym powietrze - kropelki wody*. Zesz. Nauk. IMP PAN nr 100/997/80.
- [6] M. Trela, *Wpływ turbulencji strumienia gazu oraz grawitacji na separację cząstek*. Prace IMP, z. 82, 1982.
- [7] D. D. McCoy, T. I. Hanratty, *Rate of deposition of droplets in annular two-phase flow*. Int. J. Multiphase Flow 3, 319 - 331, 1977.
- [8] I. U. Hinze, *Turbulence*, Mc Graw-Hill Book Company, New York 1959.
- [9] S. Namie, T. Ueda, *Droplet transfer in two-phase annular mist flow*. Bull. ISME, 16, 752 - 764, 1973.
- [10] P. O. Ruhiainen, I. W. Stachiewicz, *On the deposition of small particles from turbulent streams*. Trans. ASME J. Heat Transfer, 92, 169 - 177, 1970.
- [11] G. Comte-Bellot, *Écoulement turbulent entre deux parois parallèles*. Pub. Sci. ct. Tech. du Ministère de L'air, No 418, 1965.
- [12] H. Y. Liu, I. K. Agarwal, *Experimental observations of aerosol deposition in turbulent flow*. J. Aerosol Sci. 5, 145 - 155, 1974.
- [13] L. B. Cousins, G. F. Hewitt, *Liquid phase mass transfer in annular two-phase flow: droplet deposition and liquid entrainment*. AERE - R 5657, 1968.
- [14] R. Farmer, P. Griffith, W. M. Rolsenow, *Liquid droplet deposition in two-phase flow*. Trans. ASME J. Heat Transfer, 92, 587 - 594, 1970.

Инертная модель сепарации частиц из турбулентного течения газа

Резюме

Представлена модель сепарации частиц из турбулентного потока газа на стенки канала. Основывается она на предположении, что у стенки канала существует зона турбулентных вихрей небольших размеров, но характеризующихся большой угловой скоростью, и что в этой зоне частицы обладающие относительно большой инерцией инертно передвигаются по направлению к стенке вследствие импульса скорости получаемого на границе этой зоны. В модели предполагается, что эта зона распространяется от стенки на расстояние отвечающее пути торможения частиц. При вышеперечисленных предположениях плотность потока массы сепарирующихся частиц можно описать зависимостью (2.1), которая после использования связей: (2.6) и (2.7), определяющих вероятность сепарации частиц (2.8) и (2.10), определяющих диффузионность частиц, а также (2.14), определяющей распределение концентрации, ведет к искомой зависимости (2.17), определяющей общую форму коэффициента сепарации.

В разделе 3 проведена верификация модели сепарации, сравнивая теоретические и экспериментальные значения коэффициента сепарации в широким пределах чисел Рейнольдса и диаметров частиц. Это сравнение доказало пригодность предложенной модели для практических расчетов турбулентной сепарации частиц.

An Inertial Model of Particle Separation from a Turbulent Flow of Gas

Summary

A model of droplet separation from a turbulent flow of gas onto channel walls is presented. The model has been based on an assumption of the existence at the channel wall of a region of turbulence vortices characterized by small dimensions and high angular velocities, in which particles, having a relatively large inertia, move inertially towards the wall under a velocity pulse received at the region boundary.

It was assumed that the region under consideration extends from the wall to a distance equal to that of particle braking. Under those assumptions the separating particle mass flux density may be described by relation (2.1), which together with formulae (2.6) and (2.7) for the particle separation probability, (2.8) and (2.10) for the particle diffusivity, and (2.14), defining the number density distribution, yields a relation, (2.17), for the general form of the separation coefficient.

In section 3 the model of separation has been verified experimentally by comparing theoretical and experimental values of the separation coefficient for a wide range of Reynolds number and particle diameter values. The comparison proved the model to be useful for practical calculations of turbulent particle separation.