

Určenie prahovej rýchlosti fluidizácie polydisperzných materiálov (I)

J. BEŇA, J. ILAVSKÝ

Katedra procesov a zariadení chemickej technológie Slovenskej vysokej školy technickej, Bratislava

V práci sa teoreticky zdôvodňuje možnosť použitia rovníc odvodených pre výpočet prahovej rýchlosti fluidizácie monodisperzných materiálov aj pri výpočte tejto veličiny v polydisperzných systémoch, pri ktorých nedochádza k odmiešavaniu. Verifikácia odvodeného fyzikálneho modelu, podstatu ktorého tvorí vhodná definícia efektívneho priemeru častíc, bude doložená experimentálnym materiálom spracovaným v ďalšej práci.

Viacerí autori predkladajú celý rad rovníc na výpočet prahovej rýchlosti fluidizácie geometricky podobných častíc rovnakej veľkosti. Kritiku týchto vzťahov sme podali v práci [1]. Najlepšiu zhodu medzi vypočítanými a nameranými hodnotami možno dosiahnuť pri použití rovníc (1) a (2):

$$Re_p = \frac{0.00138 Ar}{(19 + Ar)^{0.11}} \quad (1)$$

Rovnica (1) platí, ak

$$Ar \leq 10^5, \text{ resp. } Re_p \leq 39;$$

$$Re_p = \frac{Ar}{1020 + 5,6 \sqrt{Ar}} \quad (2)$$

Rovnica (2) platí, ak

$$Ar \geq 10^5, \text{ resp. } Re_p \geq 39.$$

Podstatne menej autorov sa zaoberá určením prahovej rýchlosti fluidizácie polydisperzných materiálov, hoci tieto sa v praxi vyskytujú najčastejšie.

Rozbor problému

Teoretické úvahy o prahovej rýchlosti fluidizácie pri polydisperzných vrstvách fluidizovaných plynmi pre názornosť vyžadujú správnu interpretáciu vzniku fluidného stavu. Za kritérium stavu systému volíme tvar čiar na grafe $\log \Delta P = f(\log w)$, ktorý pri stálej teplote a tlaku plynu odráža niektoré dôležité fyzikálne vlastnosti polydisperznej vrstvy. Podľa tvaru týchto čiar možno pri prúde plynu cez polydisperznú vrstvu rozlišovať:

1. prúdenie plynu cez polydisperznú vrstvu bez oblasti odmiešania, keď závislosť $\log \Delta P = f(\log w)$ má priebeh znázornený na obr. 1;

2. prúdenie plynu cez polydisperznú vrstvu s oblasťou odmiešania, keď podľa charakteru čiar na grafe $\log \Delta P = f(\log w)$ treba rozlišovať (obr. 2):

- a) oblasť nehybnej vrstvy, v ktorej sú častice navzájom nehybné,
 b) prahovú rýchlosť odmiešania w_0 , pri ktorej plyn začína vynášať najmenšie častice na povrch vrstvy a na čiare $\log \Delta P = f(\log w)$ nastáva jasný zlom. Oblasť nehybnej vrstvy vystriedala oblasť odmiešania,
 c) oblasť odmiešania je vymedzená prahovou rýchlosťou odmiešania a prahovou rýchlosťou fluidizácie, čiže $w_0 < w < w_p$,
 d) prahovú rýchlosť fluidizácie w_p , pri ktorej štruktúra nehybnej vrstvy sa úplne rozruší a všetky častice prejdú do fluidného stavu,
 e) oblasť vlastnej fluidizácie pri rýchlostiach $w_p < w < w_t$, keď plyn nemôže uniesť z vrstvy žiadnu časticu a systém sa vyznačuje intenzívnym miešaním obsahu vrstvy,
 f) prahovú rýchlosť úletu z polydisperznej vrstvy w_t , pri ktorej začínajú z vrstvy ulietať najmenšie častice,
 g) oblasť úletu pri $w > w_t$, keď z vrstvy ulietavajú častice.

V tejto práci sa budeme zaoberať systémom bez oblasti odmiešania, t. j. prípadom, keď častice sú vo vrstve dokonale pomiešané a nemôžu sa odmiešať pred prahom fluidizácie. Experimentálne výsledky, ktoré podávame v ďalšej práci, ukázali, že takáto vrstva vzniká, keď sú súčasne splnené dve podmienky:

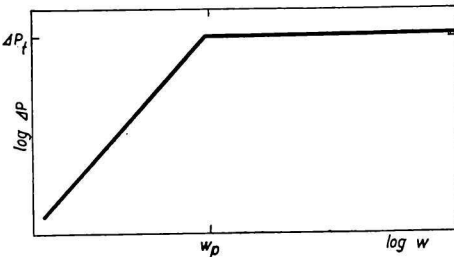
- a) Pomer priemerov najväčších častíc d_{\max} a najmenších častíc d_{\min} vyhovuje nerovnosti

$$\frac{d_{\max}}{d_{\min}} \leq 2.$$

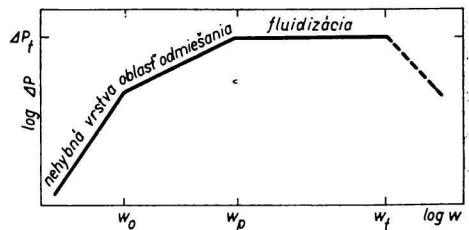
Tento pomer budeme nazývať stupňom polydisperznosti a budeme ho označovať symbolom κ .

- b) Polydisperzný materiál sa vnáša do kolóny homogenizovaný, alebo nehybná vrstva vzniká z fluidnej vrstvy.

V ďalšom ukážeme, že za uvedených podmienok aj pre polydisperzné vrstvy budú platiť rovnice (1) a (2) odvodené pre monodisperzné vrstvy, ak vhodne definujeme efektívny priemer polydisperznej zmesi podľa nasledujúcej úvahy:



Obr. 1. Závislosť $\log \Delta P = f(\log w)$ pre polydisperznú vrstvu bez oblasti odmiešania.



Obr. 2. Závislosť $\log \Delta P = f(\log w)$ pre polydisperznú vrstvu s oblasťou odmiešania.

Teória prúdenia vo vrstve zrnitého materiálu aj pri jeho úzkej zrnitosti je zatiaľ málo rozpracovaná. Značný pokrok sa dosiahol v rozpracovaní modelov, kde sa vrstva častíc nahradzuje súborom kanálov, určitým spôsobom definovaných. Pri vyšetrovaní prúdenia vrstvou zrnitých materiálov bez oblasti odmiešania sme preskúmali všetky modely prúdenia, ktoré podľa rôznych autorov spracoval A. E. Scheidegger [2]. Pri odvodzovaní efektívneho priemeru na základe prevažnej väčšiny týchto modelov sme dospeli k vzťahu pre efektívny priemer, v ktorých vystupovala empirická konštanta. Iba na základe modelu založeného na definícii hydraulického polomeru sa dal vyjadriť efektívny priemer vzťahom bez empirickej konštanty. Tento model vychádza z predpokladu, že nehybná vrstva monodisperzných častíc je ekvivalentná sériám kanálikov, ktoré majú komplikovaný tvar a pri hydrodynamických výpočtoch ich charakterizuje polomer r_h , resp. ekvivalentný priemer d_0 . Podľa tohto modelu možno predpokladať platnosť kritériálneho vzťahu:

$$f\left(\frac{\mathbf{Eu}_m d_0}{L}, \mathbf{Re}_m\right) = 0, \quad (3)$$

resp. po dosadení za \mathbf{Eu}_m a \mathbf{Re}_m :

$$f\left(\frac{\Delta P d_0}{\varrho_f u^2 L}, \frac{d_0 w \varrho_f}{\mu}\right) = 0. \quad (4)$$

Priemerná rýchlosť v kanáli u , vystupujúca v rovnici (3) a (4), je vo vzťahu k mimovrstvovej rýchlosti w definovaná podmienkou

$$u = \frac{w}{\varepsilon}. \quad (5)$$

Ekvivalentný priemer d_0 je definovaný rovnicou

$$d_0 = 4r_h = \frac{4F_z L}{O_s L} = \frac{4\varepsilon_p}{S_v(1 - \varepsilon_p)}. \quad (6)$$

Ak do kritériálnych vzťahov (3) a (4) dosadíme ekvivalentný priemer podľa rovnice (6), priemernú rýchlosť v kanáli pri prahu fluidizácie podľa vzťahu (5) a pokles statického tlaku ΔP v oblasti prahu fluidizácie vyjadríme podľa rovnice (7):

$$\Delta P = L(1 - \varepsilon_p)(\varrho_s - \varrho_f)g, \quad (7)$$

dostaneme vzťah (8):

$$f_1\left(\frac{(\varrho_s - \varrho_f)g\varepsilon_p^3}{\varrho_f w_p^2 S_v}, \frac{w_p \varrho_f}{\mu S_v(1 - \varepsilon_p)}\right) = 0; \quad (8)$$

alebo rovnicu (9):

$$f_2 \left(\frac{g(\varrho_s - \varrho_f)\varrho_f \varepsilon_p^3}{S_v^3 \mu^2 (1 - \varepsilon_p)^2}, \frac{w_p \varrho_f}{\mu S_v (1 - \varepsilon_p)} \right) = 0. \quad (9)$$

Špecifický povrch častíc je definovaný rovnicou (10):

$$S_v = \frac{k' \sum_{i=1}^{i=n} n_i d_i^2}{k \sum_{i=1}^{i=n} n_i d_i^3}, \quad (10)$$

kde k' a k závisí len od voľby charakteristického dĺžkového rozmeru geometricky podobných častíc d_i . Ak dosadíme do rovnice (9) takto definovaný špecifický povrch, dostaneme po úprave a za predpokladu, že funkcia f_2 je oproti ε_p homogénna:

$$\frac{w_p \varrho_f \sum n_i d_i^3}{\mu \sum n_i d_i^2} = F \left[\frac{g(\varrho_s - \varrho_f)\varrho_f}{\mu^2} \left(\frac{\sum n_i d_i^3}{\sum n_i d_i^2} \right)^3 \right] \frac{k'}{k} (1 - \varepsilon_p) \varphi_1 \left(\frac{k'}{k}, \frac{\varepsilon_p^3}{(1 - \varepsilon_p)^2} \right). \quad (11)$$

Podmienka homogenosti funkcie f_2 sa dá vždy zaručiť, ak sa táto pri explicitnom vyjadrení \mathbf{Re}_p rozloží na rad vhodných intervalov. Ďalej potom možno napísať:

$$\frac{\varrho_f w_p}{\mu} \frac{\sum n_i d_i^3}{\sum n_i d_i^2} = F \left[\frac{g(\varrho_s - \varrho_f)\varrho_f}{\mu^2} \left(\frac{\sum n_i d_i^3}{\sum n_i d_i^2} \right)^3 \right] \varphi \left(\frac{k'}{k}, \varepsilon_p \right). \quad (12)$$

Ak do rovnice (12) dosadíme efektívny priemer podľa vzťahu

$$d_e = \frac{\sum n_i d_i^3}{\sum n_i d_i^2}, \quad (12a)$$

potom táto tvarove veľmi pripomína rovnicu pre výpočet prahovej rýchlosti fluidizácie pri monodisperzných vrstvách ľubovoľných geometricky podobných častíc:

$$\frac{w_p \varrho_f d_{es}}{\mu} = F \left[\frac{g(\varrho_s - \varrho_f)\varrho_f d_{es}^3}{\mu^2} \right] \varphi \left(\frac{k'}{k}, \varepsilon_p \right), \quad (13)$$

ktorú sme odvodili v práci [1]. V tejto práci sa vlastnosti funkcie φ vyšetrovali v značnom rozsahu hodnôt k'/k a ε_p , ktoré sa menili s tvarom častíc. Zistilo sa, že pri charakteristickom dĺžkovom rozmere d_{es} je φ univerzálnou konštantou, t. j. platí:

$$\varphi(k'/k, \varepsilon_p) = \text{const} \quad (13a)$$

a funkcia F nezávisí od tvaru častíc. Rovnica (13) sa preto dala napísať v tvare

$$\frac{w_p \varrho_f d_{es}}{\mu} = F_1 \left(\frac{g(\varrho_s - \varrho_f)\varrho_f d_{es}^3}{\mu^2} \right). \quad (14)$$

Nezávislosť rovnice (14) od tvaru častíc si možno vysvetlovať tak, že hodnoty funkcie F a φ v oblasti prahu fluidizácie nezávisia od tvaru kanálikov vo vrstve. Avšak tvar kanálikov sa môže meniť buď tak, že zachováваме monodisperznosť, ale nemeníme tvar častíc, alebo zachováваме geometrickú podobnosť a použijeme neodmiešanú polydisperznú vrstvu.

Podľa toho možno sa domnievať, že aj rovnica (12) platí v tvare

$$\frac{w_p \varrho_f d_e}{\mu} = F_1 \left(\frac{g(\varrho_s - \varrho_f) \varrho_f d_e^3}{\mu^2} \right), \quad (15)$$

kde F_1 má rovnakú charakteristiku ako pre monodisperzné vrstvy. Tento predpoklad treba overiť experimentálne. Súčasne si treba uvedomiť, že s definičnou rovnicou (12a) pre d_e je ekvivalentný [3] vzťah

$$d_e = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \bar{x}_i / d_i}, \quad (16)$$

kde \bar{x}_i je hmotový zlomok častíc o charakteristickom dĺžkovom rozmere d_i . Pri časticiach nekulového tvaru predstavujú veličiny d_i z rovníc (12a) a (16) priemer gule rovnakého objemu, t. j.

$$d_i = d_{es}. \quad (17)$$

Záver

Polydisperzná vrstva s pomerom veľkosti častíc najväčšej a najmenej frakcie podľa nerovnosti

$$\frac{d_{\max}}{d_{\min}} \leq 2$$

sa odlišuje od ostatných vrstiev. Pri približnom rovnomernom rozložení frakcií v objeme vrstvy nemôžu sa menšie častice odmiešať pred vznikom fluidizovaného stavu. Vrstva sa chová ako monodisperzná. Prahovú rýchlosť fluidizácie možno počítat z ľubovoľnej rovnice pre monodisperznú vrstvu, napríklad z rovnice

$$Re_p = \frac{0,00138 Ar}{(19 + Ar)^{0,11}},$$

ak platí:

$$Re_p \leq 39, \quad \text{resp.} \quad Ar \leq 10^5.$$

Pri obrátených nerovnostiach odporúčame vzťah

$$Re_p = \frac{Ar}{1020 + 5,6 \sqrt{Ar}}.$$

Za charakteristický dĺžkový rozmer d treba dosadiť d_e zo vzťahu

$$d_e = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} x_i/d_i},$$

kde x_i je hmotový zlomok frakcie o priemere d_i . Šírka frakcie nemá presahovať rozsah veľkosti susedných sít normovej stupnice.

Pri guľových časticiach

$$d_e = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} n_i d_i^3}{\sum_{i=1}^{i=n} n_i d_i^2}.$$

Pre častice negulového tvaru berieme priemer gule o rovnakom objeme

$$d_i = \left(\frac{6m}{\rho n \pi} \right)^{1/3},$$

kde n je dostatočný počet častíc, pre ktorý hmota m je aspoň 0,010 g. V nasledujúcich prácach dokážeme správnosť predložených teoretických záverov na experimentálnom materiáli a kriticky zhodnotíme niektoré práce z tejto oblasti.

Symbols

Ar — Archimedovo kritérium $Ar = \frac{d^3 g(\rho_s - \rho_f) \rho_f}{\mu^2}$

d — charakteristický dĺžkový rozmer častice

d_i — priemer i -tej častice, resp. aritmetický priemer frakcie

d_e — efektívny priemer polydisperznej zmesi, vyjadrený rovnicou (16) alebo (12a)

d_{es} — priemer gule o rovnakom objeme, ako má negulová častica

d_0 — ekvivalentný priemer vyjadrený rovnicou (6)

Eu_m — Eulerovo kritérium $Eu_m = \frac{\Delta P \varepsilon^2}{\rho_f w^2}$

L — dĺžka kanála

F_{ξ} — živý prierez

O_s — zmáčaný obvod

n_i — počet častíc priemeru d_i

Re_m — Reynoldsovo kritérium $Re_m = \frac{d_0 w \rho_f}{\varepsilon \mu}$; $Re_p = \frac{d w_p \rho_f}{\mu}$

S_v — špecifický povrch definovaný rovnicou (10)

u — priemerná rýchlosť v kanáli

w — mimovrstvová rýchlosť

w_p — prahová rýchlosť fluidizácie

ρ_f — hustota fluidného média

ρ_s — hustota častíc

μ — viskozita fluidného média

- ε — medzerovitost vrstvy
 ε_p — prahová medzerovitost vrstvy

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНОЙ СКОРОСТИ ФЛЮИДИЗАЦИИ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ МАТЕРИАЛОВ (I)

Я. Беня, Я. Илавски

Кафедра процессов и аппаратов химической технологии Словацкого политехнического института, Братислава

В работе приводится теоретическое обоснование возможности применения уравнений выведенных для расчета критической скорости флюидизации монодисперсных материалов для таких полидисперсных систем, в которых не происходит сепарация.

Полидисперсный слой с соотношением размера частиц наибольшей и наименьшей фракций по неравенству

$$\frac{d_{\max}}{d_{\min}} \leq 2$$

отличается от остальных слоев. При приближенном равномерном распределении фракций в объеме слоя меньшие частицы не могут сепарироваться до образования кипящего состояния. По поведению слой монодисперсен. Предельную скорость флюидизации можно вычислить по любому уравнению для монодисперсного слоя, например, по уравнению

$$Re_p = \frac{0,00138 Ar}{(19 + Ar)^{0,11}},$$

если имеет силу

$$Re_p \leq 39, \text{ или } Ar \leq 10^5.$$

При обратных неравенствах рекомендуем соотношение

$$Re_p = \frac{Ar}{1020 + 5,6\sqrt{Ar}}.$$

За характеристический размер длины надо подставить соотношение

$$d_e = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \bar{x}_i/d_i}$$

где \bar{x}_i дробь фракции массы частиц диаметра d_i . Ширина фракции не должна превышать размер соседних сит по нормовой шкале. При шарообразных частицах

$$d_i = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} n_i d_i^3}{\sum_{i=1}^{i=n} n_i d_i^2}.$$

Для частиц нешарообразного вида берем диаметр шара того же объема

$$d_i = \left(\frac{6m}{\rho n \pi} \right)^{1/3},$$

где n — достаточное число частиц, для которого масса m — по крайней мере 0,010 г.

Проверка выведенной физической модели, основу которой создает дефиниция эквивалентного диаметра частиц, будет подтверждена экспериментальными данными в следующей работе.

Preložil M. Fedoroňko

BESTIMMUNG DES WIRBELPUNKTS DER FLUIDIZATION
(WIRBELFLIESSVERFAHREN) POLYDISPERSER MATERIALIEN (I)

J. Beňa, J. Ilavský

Lehrstuhl für Prozesse und Anlagen der chemischen Technologie
an der Slowakischen Technischen Hochschule, Bratislava

In der vorliegenden Arbeit wird die Möglichkeit der Benutzung von Gleichungen theoretisch begründet, die für die Berechnung des Wirbelpunkts der Fluidization monodisperser Materialien und ebenso bei der Berechnung dieser Größe in polydispersen Systemen, bei denen es zu keiner Entmischung kommt, abgeleitet wurden.

Die polydisperse Schicht mit dem Verhältnis der Teilchengröße der größten und der kleinsten Fraktion nach der Ungleichheit

$$\frac{d_{\max}}{d_{\min}} \leq 2$$

unterscheidet sich von den übrigen Schichten. Bei einer annähernd gleichmäßigen Verteilung der Fraktionen im Schichtvolumen können sich kleinere Teilchen vor der Entstehung des fluidisierten Zustandes nicht entmischen. Die Schicht verhält sich wie eine monodisperse Schicht. Der Wirbelpunkt der Fluidization kann man aus einer beliebigen Gleichung für die monodisperse Schicht berechnen, z. B. aus der Gleichung:

$$Re_p = \frac{0,00138 Ar}{(19 + Ar)^{0,11}},$$

sobald gilt

$$Re_p \leq 39, \quad \text{resp.} \quad Ar \leq 10^5.$$

Bei umgekehrten Ungleichheiten empfehlen wir die Beziehung

$$Re_p = \frac{Ar}{1020 + 5,6 \sqrt{Ar}}.$$

Für die charakteristische Längendimension d_e ist es nötig, folgende Beziehung einzusetzen:

$$d_e = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \bar{x}_i/d_i},$$

wo \bar{x}_i = der Massenbruch der Fraktion von einem Durchmesser d_i . Die Fraktionsbreite soll nicht den Umfang der Größe der benachbarten Siebe der Normenskala überschreiten. Bei kugelförmigen Teilchen ist

$$d_i = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} n_i d_i^3}{\sum_{i=1}^{i=n} n_i d_i^2}.$$

Für Teilchen, die keine kugelförmige Gestalt aufweisen, nimmt man den Durchmesser einer Kugel vom gleichen Umfang

$$d_i = \left(\frac{6m}{\rho n \pi} \right)^{1/3},$$

wo n = eine hinreichende Teilchenanzahl, für die die Masse m wenigstens 0,010 g beträgt.

Die Verifikation des abgeleiteten physikalischen Modells, dessen Wesen eine geeignete Definition des effektiven Teilchendurchmessers bildet, wird durch experimentelles Material belegt, das in einer weiteren Arbeit bearbeitet werden wird.

Preložil K. Ullrich

LITERATÚRA

1. Beňa J., Ilavský J., Kossaczký E., Valtýni J., *Collection Czech. Chem. Commun.* **28**, 555 (1963).
2. Scheidegger A. E., *The Physics of Flow Through Porous Media*. University of Toronto Press, 1957.
3. Beňa J., *Habilitačná práca*. SVŠT, Bratislava 1959.

Do redakcie došlo 22. 8. 1966

Adresa autorov:

Doc. Ing. Ján Beňa, CSc., Ing. Ján Ilavský, CSc., Bratislava, Katedra procesov a zariadení chemickej technológie SVŠT, Bratislava, Jánska 1.