

Z. ADAMCZYK
Andrzej POMIANOWSKI
Zakład Katalizy i Fizykochemii
Powierzchni PAN

BADANIE ZJAWISK HETEROKOAGULACJI W SUSPENSJACH METODĄ WIRUJĄCEGO DYSKU

Badanie i przewidywanie przebiegu zjawisk agregacji w suspensjach cząstek o średnicach $0,1 - 10 \mu\text{m}$ ma duże znaczenie dla przewidywania i optymalizacji wielu procesów przemysłowych, z których najważniejszymi są filtracja i flotacja. Zjawiska koagulacji determinują także kinetykę tzw. flotacji nośnikowej oraz powstawania pokryw szlamowych, obniżających parametry techniczne procesu flotacji pianowej. W licznych pracach dotyczących badania heterokoagulacji w suspensjach, skupia się zazwyczaj całą uwagę na wpływie sił powierzchniowych na kinetykę tego procesu, zaniedbując wpływ warunków hydrodynamicznych, które odgrywają często decydującą rolę. Utrudnia to porównanie wyników, uzyskanych przez poszczególnych autorów i uniemożliwia wyciągnięcie ogólniejszych wniosków o przebiegu procesu agregacji w warunkach przemysłowych. Pragnąc ustalić ogólniejsze prawidłowości dotyczące transportu cząstek w suspensjach, w warunkach dynamicznych, należy nieodzownie zapewnić stałość i odtwarzalność warunków hydrodynamicznych. Powyższe warunki wydaje się dobrze spełniać metodyka oparta na zasadzie wirującego dysku, która w pierwotnej swej wersji szeroko stosowana jest do badań elektrochemicznych [1-2].

W pracach [3-5] metodę wirującego dysku zastosowano do badań heterokoagulacji w układach koloidalnych (lub zbliżonych do koloidalnych) - lateksów polistyrenowych i sadzy węglowej o promieniach cząstek $0,15-0,2 \mu\text{m}$. Dalsze rozszerzenie tej metodyki do badania trwałości suspensji mineralnych przedstawione zostało w pracach [6-7]. Interpretacji wyników uzyskanych w takich pomiarach dokonywano zazwyczaj w oparciu o

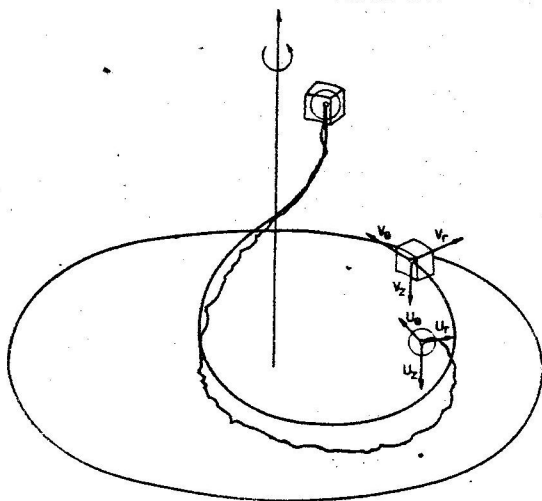
wzór Lewicza /1/, wyprowadzony przy założeniu nieskończenie małych rozmiarów transportowych cząstek. Wzór ten ma postać:

$$j = 0,62\omega^{1/2} \eta^{-1/6} D_{\infty}^{2/3} n_{\infty} \quad /1/$$

gdzie: j - oznacza strumień cząstek; ω - jest prędkością obrotową dysku; η - lepkość kinematyczna cieczy; D_{∞} - współczynnik dyfuzji cząstki; n_{∞} - stężenie liczbowe cząstek.

Szczególnie dobrze nadaje się on do opisu konwekcyjnej dyfuzji jonów do powierzchni wirującego dysku.

Wzór powyższy implikuje, że strumień cząstek do powierzchni dysku maleje ze wzrostem ich rozmiarów (gdyż maleje współczynnik dyfuzji). W naszym przekonaniu wzór ten może być stosowany jedynie dla cząstek o promieniu nie większym niż $0,1 \mu\text{m}$, natomiast jest zupełnie nieadekwatny dla cząstek większych, szczególnie gdy posiadają one znaczą gęstość. Ilościowy opis transportu cząstek występujących w suspensjach, a więc o promieniu znacznie większym od $0,1 \mu\text{m}$ wymaga uwzględnienia wielu dodatkowych sił, pojawiających się, gdy cząstki posiadają skończone wymiary. Są to między innymi siły grawitacji, siły van der Waalsa-Londona i siły wynikające z istnienia podwójnych warstw elektrycznych, oraz dodatkowe siły hydrodynamiczne, występujące wtedy, gdy odległość pomiędzy powierzchnią, a cząstką staje się mała (rzędu wymiarów cząstki). Wszystkie te efekty powodują, że trajektoria cząstki w pobliżu dysku odbiega znacznie od trajektorii elementu cieczy (rys. 1), a wektor prędkości cząstki jest zupełnie różny od wektora prędkości cieczy.



Rys. 1. Trajektoria elementu cieczy oraz cząstki w pobliżu wirującego dysku

Należy podkreślić, że trajektoria cząstek daje się opisać jedynie w sposób statystyczny, gdyż podlegają one równocześnie chaotycznym ruchom Browna. Istniejące w literaturze ujęcia transportu cząstek o skończonych wymiarach wiązały się z przyjęciem pewnych, nieraz bardzo drastycznych założeń upraszczających, np. pominięcie dyfuzji lub zaniedbanie sił Londona lub podwójnej warstwy elektrycznej.

W pracach [8-10] sformułowane zostały przez jednego z autorów, oraz Dąbrosia i Czarneckiego ogólne równania, opisujące transport cząstek o rozmiarach 0 - 5 μm do wirującego dysku, bez wprowadzania wyżej wymienionych założeń upraszczających. Tutaj przedstawione zostaną w skróconej formie założenia i wyniki obliczeń, umożliwiające wyznaczenie w ilościowy sposób strumienia cząstek do powierzchni wirującego dysku, w zależności od lepkości i gęstości cieczy, temperatury, rozmiarów cząstek i ich gęstości, stałej Hamakera, potencjałów zeta oraz prędkości obrotowej dysku.

Rozpatrzmy monodispersyjną suspensję kulistych cząstek o promieniu a i gęstości ρ_p , których środek porusza się z wektorową prędkością U_0 w wektorowym polu prędkości cieczy V . Cząstki te podlegają rotacyjnym i translacyjnym ruchom Browna, co makroskopowo przejawia się w wielkości strumienia dyfuzyjnego, skierowanego antyrównolegle do wektora gradientu stężenia. Przy założeniu, że cząstki nie oddziałują ze sobą (wyklucza się koagulację cząstek), równanie opisujące bilans masy w elemencie objętości suspensji dV ma następującą postać:

$$\frac{\partial}{\partial r} (r U_{0r}) + \frac{\partial}{\partial z} \left[-\frac{kT}{\eta} K_{\perp}^{-1} \left(\frac{\partial n}{\partial z} \right) + U_{0z} n \right] = -\frac{\partial n}{\partial t} \quad /2/$$

gdzie: U_{0r} , U_{0z} oznacza składową r i z wektora prędkości cząstek, lepkość dynamiczną cieczy, n - stężenie cząstek, $K_{\perp}$ oznacza współczynnik oporu hydrodynamicznego dla ruchu cząstki prostopadle do powierzchni dysku, k - stałą Boltzmanna, T - temperaturę bezwzględną.

W stanie stacjonarnym $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$, a przy założeniu, że cząstki należące do powierzchni dysku nie zakłócają procesu dalszej dyfuzji, strumień cząstek może być wyrażony wzorem:

$$j = D(\xi) \left(\frac{\partial n}{\partial z} \right)_{\xi} \quad /3/$$

$$\tau = k a$$

$$k = (8\pi^2 e^2 c^2 / \epsilon k T)^{1/2}$$

parametr Debye'a-Hückla

H w równaniu /5/ jest bezwymiarową odległością pomiędzy powierzchnią cząstki, a powierzchnią dysku, zdefiniowaną następująco:

$$H = z/a - 1$$

natomiast $\bar{n}$ jest bezwymiarowym stężeniem

$$\bar{n} = \frac{n}{n_{\infty}} \quad (n_{\infty} \text{ oznacza stężenie cząstek w głębi})$$

F_1/H , F_2/H , F_3/H oznaczają uniwersalne funkcje hydrodynamiczne, opisujące oddziaływania cząstka-płaszczyzna przy małych odległościach [13-15].

Ilość cząstek, docierających po czasie t do powierzchni dysku o promieniu R wyraża się wzorem:

$$N = \frac{2}{Pe} \frac{f(o) \omega^{3/2} a^2}{\gamma^{1/2}} F(Pe, Gr, \lambda/a, Ad, N_{\xi}, \tau) \pi R^2 \cdot t n_{\infty} \quad /6/$$

Ilość cząstek docierająca do dysku na skutek tzw. "przechwytu geometrycznego" wynosiłaby:

$$N_1 = \frac{f(o) \omega a^2}{h(o) \gamma} \pi R^2 \cdot t \cdot n_{\infty} \quad /7/$$

gdzie $h(o)$ stała bezwymiarowa.

Bezwymiarowa ilość cząstek (efektywność wychwytu) wyraża się wzorem:

$$\frac{N}{N_1} = \bar{N} = \frac{2}{Pe} F(Pe, Gr, Ad, \lambda/a, N_{\xi}, \tau) \quad /8/$$

Funkcję $F(Pe, Gr, Ad, \lambda/a, N_{\xi}, \tau)$ wyznaczono poprzez całkowanie numeryczne równania /3/ przy użyciu maszyny cyfrowej Cyber-72. Wyniki tych

obliczeń przedstawione zostały w pracach [8-10]. Zamieszczone tam wykresy umożliwiają wyznaczenie strumienia cząstek do powierzchni dysku w zależności od wartości parametrów Pe , Gr , Ad , λ/a , N_ξ , τ lub η , τ , a , ω , k , ξ , A_{123} itp. W ten sposób, poprzez porównanie wyników doświadczeń z obliczeniami teoretycznymi można ocenić użyteczność przyjętego modelu do opisu zjawisk transportu drobnych cząstek w suspensjach mineralnych.

Część eksperymentalna

Aparatura, użyta do badań kinetyki nalepiania, stosowana jest od dość dawna do pomiarów elektrochemicznych. Jednakże, ze względu na specyfikę pomiarów zaistniała konieczność wprowadzenia istotnych zmian konstrukcyjnych. Układ pomiarowy został zaprojektowany mianowicie w ten sposób, że umożliwia obrót dysku z naczynkiem zawierającym zawieszinę, o dowolny kąt utworzony pomiędzy kierunkiem siły grawitacji, a kierunkiem osi z (prostopadłej do powierzchni dysku). Umożliwia to ustalenie dowolnej wartości składowej siły grawitacji w kierunku płaszczyzny dysku (decydującej o kinetyce nalepiania) w przedziale $-(m_p - m_c)g \leq F_g \leq (m_p - m_c)g$, gdzie m_p - oznacza masę cząstki, m_c masę wypartej cieczy. Znak minus oznacza tu fakt, że siła grawitacji działa przeciwnie do płaszczyzny dysku. W ten sposób uzyskać możemy ciągłą zmianę wartości liczby kryterialnej Gr w przedziale: $-Gr_{mx}$ do Gr_{mx} bez stosowania cząstek o różnej gęstości. Umożliwia to ilościowy opis wpływu siły grawitacji na transport cząstek do powierzchni wirującego dysku.

Do pomiarów używano zawiesziny cząstek węglanu wapnia o średnicy, wyznaczonej na drodze zliczeń mikroskopowych, około $1,3 \mu m$. 95% ilości cząstek zawierało się w przedziale $0,8 - 2 \mu m$. Tę klasę ziarnową węglanu wapnia uzyskiwano w sposób następujący. $CaCO_3$ cz.d.a. mielono kilkadziesiąt godzin w wiracyjnym młynku agatowym na sucho. Tak uzyskany produkt charakteryzujący się dużą polidispersyjnością ($0,7-25 \mu m$) poddawano rozdzielaniu na wąskie klasy ziarnowe przy użyciu separatora powietrznego firmy Alpina (RFN). Powyższy sposób przygotowania materiału do badań umożliwia zminimalizowanie stopnia zanieczyszczenia.

Powierzchnia wirującego dysku wykonana była z chalkozynu syntetycznego polerowanego na mokro przed każdym pomiarem i ze szkła stosownie szlifowanego i polerowanego.

Zawieszinę przygotowywano każdorazowo bezpośrednio przed pomiarem poprzez dyspergowanie odpowiedniej ilości węglanu wapnia do 400 ml

wody trzykrotnie destylowanej (nasyconej uprzednio węglanem wapnia cz. d.a.) przy pomocy drgań ultradźwiękowych. Stosowano dyspergator firmy Labsonic, czas nadźwiękowania wynosił 5 minut.

Po zakończeniu pomiaru dysk płukano i suszono, a następnie przy użyciu mikroskopu metalograficznego wyznaczono ilość cząstek nalepianych na przypadkowo wybranych obszarach o powierzchni około $5100 \mu^2$. Stosowano oświetlenie w ciemnym polu przy powiększeniu 250 razy. Każdorazowo dokonywano około 25-40 zliczeń i obliczono średnią. Odchylenie standardowe wynosiło zazwyczaj $\pm 6\%$.

Stężenie cząstek w zawieszynie wyznaczono poprzez ich zliczanie w komorze Bürkera, przy powiększeniu 650 razy. Badania prowadzono przy stężeniu cząstek w przedziale $10^7 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$.

Wyniki pomiarów nalepiania na dysku chalkozynowym przedstawiono na wykresach 2 - 4, a na dysku szklanym na wykresach 5 - 7.

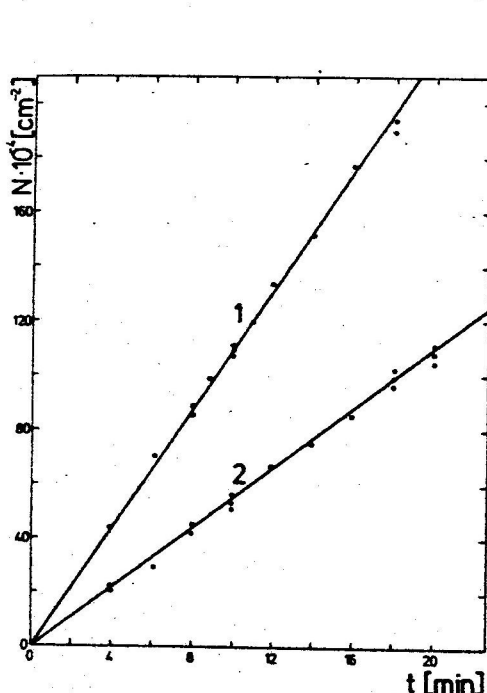
Jak widać z wykresów 2 - 3, ilość cząstek wapienia nalepionych na dysku jest wprost proporcjonalna do czasu i do stężenia zawiesiny, a więc zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi. Dla czasów większych od 20 min. daje się zaobserwować nieznaczny spadek wielkości strumienia cząstek wskutek powolnej koagulacji zawiesiny. W pomiarach tych płaszczyzna dysku ustawiona była w ten sposób, że cząstki opadały pod działaniem siły grawitacji w kierunku dysku. Tak więc, w tych warunkach, transport cząstek na drodze sedymentacji był dominujący.

Rysunek 4 ukazuje przydatność stosowanej metodyki do ilościowej oceny wpływu dyspergatorów na intensywność tworzonych pokryć, na przykładzie pirofosforanu sodu ($\text{Na}_4\text{P}_2\text{O}_7$) dodawanego w stężeniu 0 - 2 g na kg CaCO_3 . Dodatek około 0,5 g pirofosforanu na kg CaCO_3 powoduje prawie zupełny zanik pokrycia, co zgadza się dobrze z ilością pirofosforanu zapewniającą całkowitą stabilizację zawiesiny [16].

Należy podkreślić, że pirofosforan działa tak skutecznie jedynie wówczas, gdy dodawany jest do zawiesiny w trakcie dyspergowania (przed nalepieniem), natomiast zniszczenie utworzonego wcześniej pokrycia (bez dodatku pirofosforanu) wymaga znacznie większego stężenia pirofosforanu i czasu rzędu 30-40 min. Badania w tym kierunku prowadzone są w naszym laboratorium.

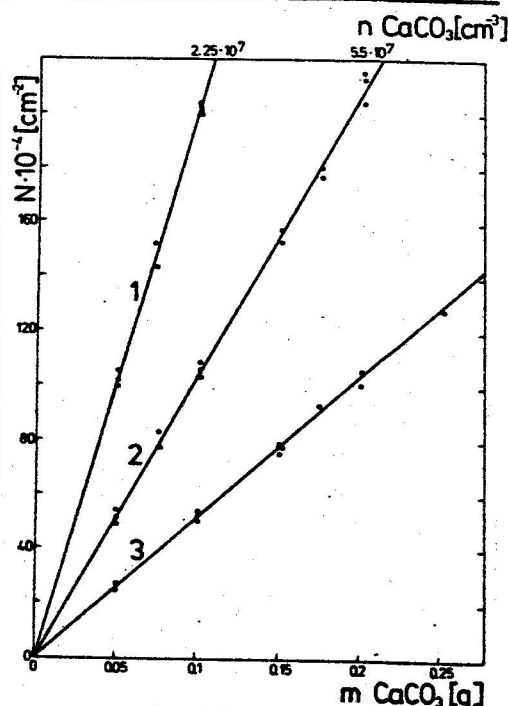
Przebadano wpływ siły jonowej roztworu, dodatku jonów Ca^{2+} oraz ksantogenu o stężeniu $10^{-3} - 10^{-6} \text{ m}$ na kinetykę tworzenia pokrycia i stwierdzono nieznaczny wzrost gęstości pokrycia (około 5-10%) przy zwiększaniu stężenia wymienionych odczynników.

Rysunek 5 przedstawia ilość nalepionych cząstek wapienia na dysku szklanym, w zależności od czasu, dla różnych wartości gęstości względnej



Rys. 2. Zależność ilości cząstek węglanu wapnia nalepionych na 10^{-4} cm^2 powierzchni dysku N od czasu t .
Dysk chalkozynowy, prędkość obrotowa $\omega = 21 \text{ rad/sec.}$,
 $T = 293^\circ \text{K.}$

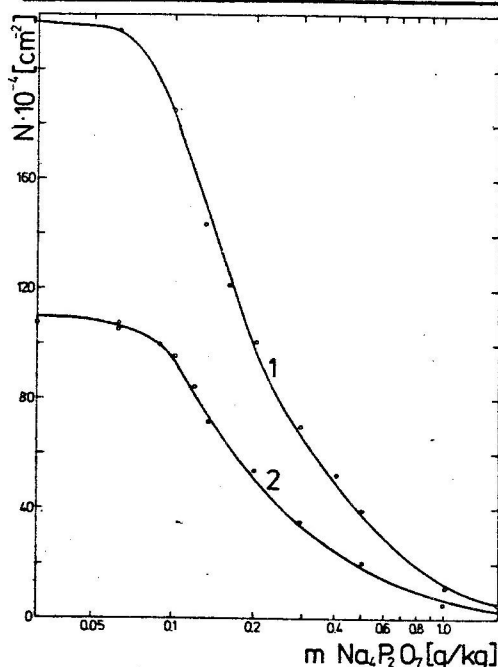
1. Stężenie cząstek CaCO_3 wynosiło $4,5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$
2. Stężenie cząstek CaCO_3 wynosiło $2,25 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$



Rys. 3. Zależność ilości cząstek CaCO_3 nalepionych na 10^{-4} cm^2 powierzchni dysku N od stężenia cząstek CaCO_3 w zawieszynie (lub zawartości wagowej CaCO_3 w 400 ml zawiesiny).
Dysk chalkozynowy; $\omega = 21 \text{ rad/sec.}$,
 $T = 293^\circ \text{K.}$

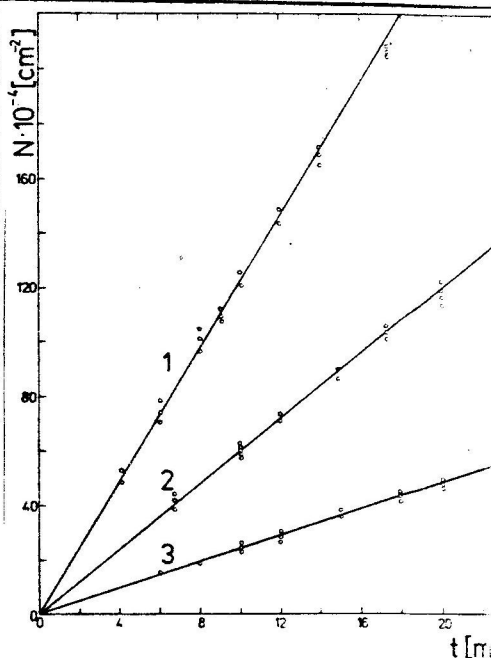
1. Po czasie $t = 20 \text{ min.}$
2. Po czasie $t = 10 \text{ min.}$
3. Po czasie $t = 5 \text{ min.}$

cząstek (którą zmieniano poprzez obrót dysku odpowiednio o kąt 0° , $\Delta\varphi = 1,6 \text{ g/cm}^3$; $30^\circ \Delta\varphi = 0,8 \text{ g/cm}^3$; $90^\circ \Delta\varphi = 0$. Łatwo daje się zaobserwować dominujący wpływ siły grawitacji na intensywność pokrycia przy gęstościach względnych cząstki $\Delta\varphi > 0,3 \text{ g/cm}^3$. Dla gęstości względnej cząstki $= 0$, o kinetyce nalepiania decydują jedynie siły hydrodynamiczne i siły van der Waalsa-Londona (przy założeniu braku bariery potencjału). Ilość nalepionych cząstek jest wprost proporcjonalna do czasu. Intensywność pokryć tworzonych przez CaCO_3 na szkle jest około 15% większa niż na chalkozynie (przy tych samych parametrach fizykochemicznych), co można wyjaśnić większą siłą adhezji cząstek wapienia do szkła, niż do



Rys. 4. Zależność N od stężenia pirofosforanu sodu ($\text{Na}_4\text{P}_2\text{O}_7$) wyrażonego w mg/kg CaCO_3 .
Dysk. chalkozynowy; $\omega = 21 \text{ rad/sec.}$,
 $T = 293^\circ \text{K}$, $t = 10 \text{ min.}$

1. Stężenie cząstek CaCO_3 w zawiesinie wynosiło $4,5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$
2. Stężenie cząstek CaCO_3 w zawiesinie wynosiło $2,25 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$



Rys. 5. Zależność N od czasu nalepiania t .

Dysk szklany; $\omega = 21 \text{ rad/sec.}$,

$T = 293^\circ \text{K}$; $n = 2,25 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$

1. Dla gęstości względnej cząstek $\Delta \zeta = 1,6 \text{ g/cm}^3$
2. Dla gęstości względnej cząstek $\Delta \zeta = 0,8 \text{ g/cm}^3$
3. Dla gęstości względnej cząstek $\Delta \zeta = 0 \text{ g/cm}^3$

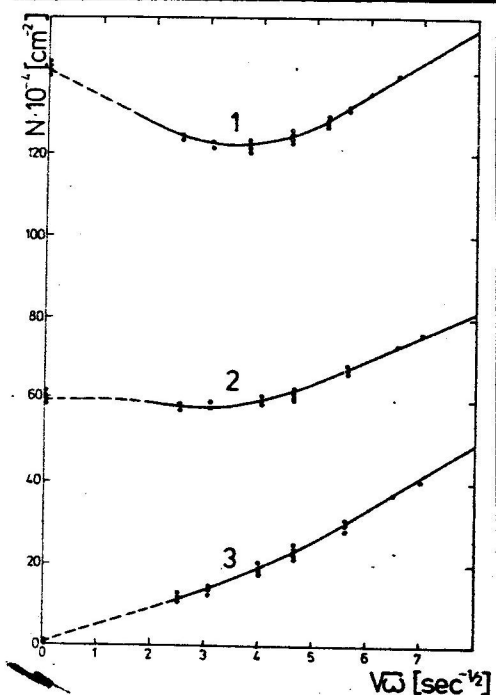
chalkozynu. Rysunek 6 przedstawia wpływ pirofosforanu sodu na intensywność pokrycia tworzonego przez CaCO_3 na szkło. Podobnie, jak w przypadku chalkozynu, pirofosforan sodu powoduje całkowity spadek pokrycia dla stężeń większych od $0,5 \text{ g/kg CaCO}_3$.

Rysunek 7 przedstawia ilość cząstek wapienia nalepionych po czasie 10 min. na dysku szklanym w zależności od pierwiastka z prędkości obrotowej. Ponieważ prędkość napływu cieczy od dysku wyraża się wzorem:

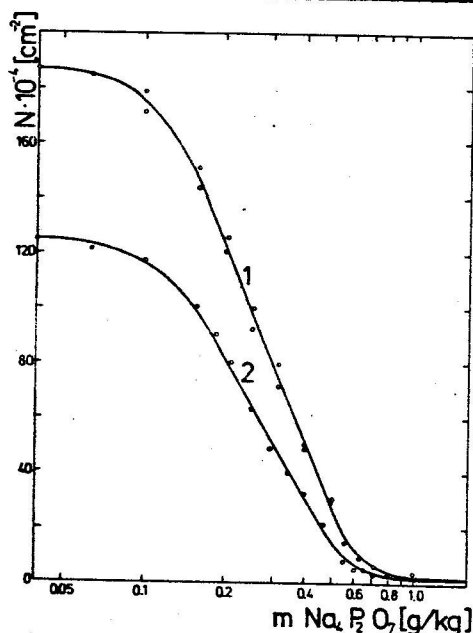
$$v_{\infty} = -0,886 \sqrt[1/2]{\omega} \quad \omega^{1/2}$$

przy założeniu $\nu = 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{sec}$ (dla wody w 20°) dostajemy:

$v_{\infty} = 0,0886 \omega^{1/2}$, jest więc wprost proporcjonalna do $\omega^{1/2}$. Wyrażenie



Rys. 6. Zależność N od pierwiątka z prędkości obrotowej $\omega^{1/2}$
 Dysk szklany, $T=293^\circ\text{K}$;
 $n=2,25 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$; $t=10 \text{ min.}$
 1. Dla gęstości względnej cząstek
 $\Delta \xi = 1,6 \text{ g/cm}^3$
 2. Dla gęstości względnej cząstek
 $\Delta \xi = 0,8 \text{ g/cm}^3$
 3. Dla gęstości względnej cząstek
 $\Delta \xi = 0 \text{ g/cm}^3$



Rys. 7. Zależność N od stężenia $\text{Na}_4\text{P}_2\text{O}_7$ wyrażonego w mg/kg CaCO_3
 Dysk szklany; $T=293^\circ\text{K}$;
 $n=2,25 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$; $\omega = 21 \text{ rad/sec.}$
 1. Po czasie $t=15 \text{ min.}$
 2. Po czasie $t=10 \text{ min.}$

daje się zauważyć występowanie przewidzianego przez teorię minimum na krzywej, przedstawiającej zależność N od $\omega^{1/2}$, szczególnie dla dużych gęstości względnych cząstek. Występowanie tego minimum związane jest z faktem, że cząstki nagromadzone w pobliżu powierzchni dysku pod działaniem siły grawitacji, ulegają "rozmyciu" na skutek zwiększenia wartości stycznej składowej wektora prędkości cieczy proporcjonalnej do $\omega^{1/2}$. Dla $\Delta \xi = 0$ ilość nalepionych cząstek jest monotonicznie rosnącą funkcją $\omega^{1/2}$, tak jak przewiduje to teoria.

Podsumowanie i wnioski

1. Cząstki węglanu wapnia o średnich rozmiarach około $1,3 \mu\text{m}$ tworzą intensywne pokrycie na powierzchni szkła i chalkozynu, w warunkach naturalnego pH zawiesiny tj. - 8,3. Pokrycie w przypadku szkła jest około 15% intensywniejsze (przy tych samych parametrach). Siła adhezji cząstek wapienia do powierzchni chalkozynu i szkła jest niezbyt wielka, tak więc przy wystąpieniu dużych gradientów prędkości cieczy np. przy przepływie burzliwym w warunkach przemysłowych, pokrycie może łatwo ulec zniszczeniu. Wyraźnie daje się zaobserwować efekt starzenia tj. wzrostu siły adhezji na skutek przedłużonego kontaktowania cząstek znajdujących się na powierzchni z roztworem.

2. Intensywność pokrycia tworzonego na chalkozynie i szkłe jest wprost proporcjonalna do czasu i stężenia zawiesiny (w zakresie 10^7 - 10^8 cząstek/ cm^3).

3. Zgodność wyników doświadczalnych z przewidywaniami teoretycznymi jest niemal ilościowa - szczególnie w przypadku małych gęstości względnych cząstek. Rozbieżność pomiędzy teorią a doświadczeniem wynosi w tych warunkach 5-15%, natomiast w przypadku większych gęstości względnych $1,6 \text{ g/cm}^3$ wynosi około 30-40%. Związane jest to z niedokładnością w wyznaczaniu promienia cząstki oraz jej gęstości (węglan wapnia posiada strukturę porowatą). Biorąc pod uwagę, fakt, że cząstki wapienia posiadają kształt różniący się od kulistego, zgodność wyników z teorią jest zadowalająca.

4. Dla cząstek o dość znacznych gęstościach o rozmiarach $\sim 1 \mu\text{m}$ o kinetyce nalepiania decyduje w głównej mierze sedymentacja, efekt związany z dyfuzją jest niewielki. Należy podkreślić, że zastosowanie w tym przypadku wzoru Lewicza jest zupełnie pozbawione uzasadnienia. Dawałoby ono wartości strumienia cząstek około 50-100 razy mniejsze od obserwowanych w doświadczeniu.

5. Metodyka wirującego dysku umożliwia w powtarzalny, ilościowy sposób określenie wpływu wielu parametrów fizykochemicznych oraz dodatku odczynników np. jonów potencjałotwórczych, elektrolitów, dyspergatorów, detergentów, flokulantów itp. na kinetykę tworzenia i niszczenia pokryć szlamowych, oraz na wielkość sił wiążących nalepioną cząstką z powierzchnią.

LITERATURA

- 1 LEVICH V.G.: Physicochemical Hydrodynamics, Prentice - Hall, Englewood Cliffs, N.Y. (1962).
- 2 RIDDIFORD A.G.: Advances in Electrochemistry Electrochemical Engineering, Wiley, N.Y. (1966).
- 3 MARSHALL J.K., KITCHENER J.A.: The Deposition of Colloidal Particles on Smooth Solids, J. Colloid Interface Sci. 22, 342 (1966).
- 4 HULL M., KITCHENER J.A.: Interaction of Spherical Colloidal Particles with Planar Surfaces, Trans. Faraday Soc. 65, 3093 (1969).
- 5 CLINT G.E., CLINT J.H., CORKILL J.M., WALKER T.: Deposition of Latex Particles on to a Planar Surface, J. Colloidal Interface Sci. 44, 121 (1973).
- 6 DĄBROS T., CZARNECKI J., WALIGÓRA B.: Badanie trwałości zawiesin metodą wirującego dysku. Fizykochemia układów silnie rozdrobnionych, Baranów (1976).
- 7 ADAMCZYK Z., DĄBROS T., CZARNECKI J.: Badanie kinetyki tworzenia pokryw szlamowych metodą wirującego dysku. Rudy, Metale, w druku.
- 8 POMIANOWSKI A., ADAMCZYK Z.: Sprawozdanie z realizacji tematu 1/17-6 I (1976).
- 9 DĄBROS T., ADAMCZYK Z., CZARNECKI J.: Transport of Particles to a Rotating Disc Surface under an External Force Field, J. Colloid Interface Sci. in press.
- 10 ADAMCZYK Z., DĄBROS T., CZARNECKI J.: Theory for Particle Collection by the Rotating Disc, Acta Phys. Pol., in press.
- 11 SPIELMAN L.A., FITZPATRICK J.A.: Theory for Particle Collection under London and Gravity Forces, J. Colloid Interface Sci. 42, 607, (1973).
- 12 SPIELMAN L.A., CUKOR P.M.: Deposition of Non-Brownian Particles under Colloidal Forces, J. Colloid Interface Sci. 43, 51 (1973).
- 13 BRENNER H.: The Slow Motion of a Sphere Through a Viscous Fluid towards a Plane Surface, Chem. Eng. Sci. 16, 242 (1961).
- 14 GOLDMAN A.J., COX R.G., BRENNER H.: Slow Viscous Motion of a Sphere Parallel to a Plane Wall. Part I. Motion through a quiescent fluid, Chem. Eng. Sci. 22, 637 (1967), Part II. Cuette flow, ibid. 22, 653 (1967).
- 15 GOREN S.L., O'NEILL M.E.: On the Hydrodynamics Resistance to a Particle of a Dilute Suspension when in the Neighbourhood of a Large Obstacle, Chem. Eng. Sci. 26, 325 (1971).
- 16 DĄBROS T., ADAMCZYK Z., CZARNECKI J.: Trwałość zawiesin mineralnych w roztworach wodnych. Rudy, Metale, 22, 25 (1977).