

BOLESŁAW MATUŁA

## O SIŁACH HYDRODYNAMICZNYCH W POLU AKUSTYCZNYM

Streszczenie. Autor porównuje wyniki pomiarów sił wzajemnego oddziaływania między kulkami umieszczonymi w polu akustycznym z siłami hydrodynamicznymi podanymi przez teorię Kirchhoffa i stwierdza wyraźną niezgodność wyżej wymienionej teorii z doświadczeniem w zakresie liczb Reynoldda, leżących między 2000 a 11000 j.c.g.s.

Z siłami hydrodynamicznymi mamy do czynienia wtedy, gdy np. w nieruchomym ośrodku płynnym lub gazowym, porusza się jakieś ciało. Wówczas takie poruszające się ciało wywoła przepływ ośrodka, który to przepływ będzie oddziaływał na sąsiednie ciało znajdujące się w danym ośrodku, bez względu na to, czy to drugie ciało jest w spoczynku, czy też w ruchu. Oczywiście istota efektu nie zmieni się, gdy nieruchome ciała znajdą się w ruchomym ośrodku.

Wielkość i kierunek sił hydrodynamicznych zależy w wysokim stopniu od charakteru przepływu i przy małych prędkościach, w ośrodkach lepkich, tj. przy małych liczbach Reynoldsa ( $Re$ ), wzajemne oddziaływanie cząstek poruszających się w danym ośrodku będzie bardzo małe lub równe zero. Sytuacja ulegnie radykalnej zmianie przy dużych wartościach  $Re$ .

Przy małych  $Re$ , wiry powstaną tylko w bezpośrednim sąsiedztwie poruszającego się ciała, podczas gdy w pozostałej

przestrzeni - przepływ należy uważać za potencjalny. Jeśli cząsteczka porusza się w ośrodku ograniczonym, to występuje dodatkowe oddziaływanie między poruszającą się cząsteczką a ścianami ograniczenia.

Dalszymi czynnikami mającymi wpływ na wzajemne oddziaływanie poruszających się cząsteczek, czyli na siły hydrodynamiczne są: lepkość i ściśliwość ośrodka w którym odbywa się ruch, kształt poruszających się cząstek oraz gęstość tak cząstek jak też i ośrodka.

Siłami hydrodynamicznymi zajmowaliśmy się już w naszych doświadczeniach modelowych [15] i stwierdziliśmy, że siły wzajemnego oddziaływania między kulkami (modelami) umieszczonymi w polu akustycznym są zależne od promieni kulek, od ich wzajemnej odległości, od natężenia i częstotliwości drgań pola akustycznego.

Celem niniejszej pracy jest porównanie wyników tam uzyskanych ze znanymi teoriami dotyczącymi sił hydrodynamicznych rozpracowanymi głównie przez Kirchhoffa [1] oraz Brandta, Freunda i Hiedemanna [6] i wyciągnięcie odpowiednich wniosków.

Otóż Kirchhoff [1] rozpatruje ruch kulki w cieczy doskonałej, tj. nie posiadającej ściśliwości, w której to cieczy nie ma wirów - oraz działanie tej ruchomej kulki na inną kulkę znajdującą się w sąsiedztwie pierwszej pod założeniem, że przepływ odbywa się przy dużych wartościach  $Re$ . Oznaczając promienie obu kulek tj. ruchomej i nieruchomej przez  $r_1$  i  $r_2$ , wzajemną odległość środków tych kulek przez  $R$ , przy czym  $R \gg r_1 + r_2$ , szybkość ruchu kulki pierwszej przez  $V$  (zakłada się przepływ stacjonarny), to składowa siły z jaką działa

kulka pierwsza na drugą, wzięta wzdłuż kierunku  $R$  - wynosi (w ośrodku o gęstości  $\gamma$ ):

$$F_R = \frac{3\pi\gamma r_1^3 r_2^3 v^2}{R^4} \left( \frac{3}{2} \cos 2\theta + \frac{1}{2} \right) \quad (1)$$

a składowa wzięta w kierunku prostopadłym do "R" przybiera postać:

$$F_{\perp} = \frac{3\pi\gamma r_1^3 r_2^3 v^2}{R^4} \sin 2\theta, \quad (2)$$

gdzie  $\theta$  oznacza kąt między kierunkiem  $R$  a kierunkiem prędkości  $v$ . Dla  $\theta = 90^\circ$ ,  $F_R$  jest ujemne, to znaczy, że kulki przyciągają się, zaś dla  $\theta = 0$ , lub  $\pi$ ,  $F_R > 0$ , co oznacza, że kulki odpychają się, przy czym w obu wypadkach  $F_{\perp} = 0$ .

Oddziaływanie hydrodynamiczne zachodzi również między ruchomą kulką a ścianami ograniczenia ośrodka, w którym odbywa się ruch. Dla dużych  $Re$ , to ostatnie oddziaływanie przybiera postać [2]:

$$F = - \frac{3\pi\gamma r^6 v^2}{16 x^4} \quad (3)$$

gdzie "x" oznacza odległość poruszającej się kulki od ściany.

Hydrodynamiczne siły występują również między cząsteczkami umieszczonymi w drgającym ośrodku względnie między pulsującymi cząsteczkami w ośrodku nieruchomym. I tak Bjerknes [3] badał zagadnienie sił wzajemnego oddziaływania kulek pulsujących (tj. zmieniających periodycznie swoją objętość) w cie-

czy nieściśliwej i nielepkiej. Kulki takie wywołują drgania cieczy zależne od częstotliwości pulsacji, które to drgania wywołają z kolei wzajemne oddziaływanie kulek.

Otóż, gdy kulki będą drgały w zgodnej fazie, to siła działająca między nimi będzie siłą przyciągającą - równą [3]:

$$\vec{F} = \frac{8 \pi^2 \gamma r_1^2 a_1}{T^2} \sum \frac{r_2^2 a_2}{R^2} \vec{e} \quad (4)$$

gdzie  $a_1$  i  $a_2$  są amplitudami drgań kulek,  $T$  jest okresem pulsacji a  $\vec{e}$  jest wektorem jednostkowym skierowanym wzdłuż "R". W wypadku, gdy drgania kulek będą się odbywały w fazach przeciwnych, wówczas między kulkami nastąpi odpychanie, gdyż wtedy  $a_1$  i  $a_2$  będą miały znaki przeciwne.

Podobne zagadnienie, a mianowicie wzajemne oddziaływanie zachodzące między kulkami umieszczonymi w drgającej cieczy rozpatruje König [4]. Zakładając, że ciecz jest nieograniczona i że masa kulek jest duża w porównaniu do masy wypartej cieczy (gdyż wtedy nie ma porywania kulek przez ciecz), w oparciu o wywoły Kirchhoffa [1], otrzymuje następujące wyrażenie na składowe siły działającej między kulkami, a mianowicie:

$$F_R = \frac{2 \pi \gamma r_1^3 r_2^3 v_0^2}{R^4} \left( \frac{3}{2} \cos 2\theta + \frac{1}{2} \right) + \Delta K, \quad (5)$$

$$F_\theta = \frac{3 \pi \gamma r_1^3 r_2^3 v_0^2}{R^3} \sin \theta \cdot \cos \theta \quad (6)$$

gdzie  $F_R$  = składowa w kierunku R,  $F_\theta$  = moment obrotu pary kulek,  $V_0$  = amplituda prędkości ruchu cieczy, zaś

$$\Delta K = -\frac{3}{2} \pi \gamma r_1^3 r_2^3 \frac{r_1^3 + r_2^3}{2 R^7} (1 + 3 \cos^2 \theta) \cdot V_0^2 \quad (6a)$$

Dla  $\theta = n \cdot \frac{\pi}{2}$  ( $n$  = całkowite), siła  $F$  jest zgodna z prostą łączącą środki kulek. Dla  $\theta = 0$  lub  $\pi$ , siła  $F$  ma charakter odpychania i wynosi:

$$F_{Rod} = \frac{3 \pi \gamma r_1^3 r_2^3 V_0^2}{R^4} \quad (7)$$

natomiast dla  $\theta = \frac{\pi}{2}$  lub  $3/2\pi$ ,  $F_R$  ma charakter przyciągania i wynosi:

$$F_{Rprzyc.} = \frac{3 \pi \gamma r_1^3 r_2^3 V_0^2}{2 R^4} \quad (8)$$

Zagadnieniem sił hydrodynamicznych występujących przy przepływach jako też i w polu akustycznym zajmowali się między innymi Gorbaczew i Siewierny [5].

Rozpatrując zachowanie się dwu kropeł zawieszonych w tunelu aerodynamicznym stwierdzili oni, że dla małych liczb  $Re$ , krople powyższe wywierają na siebie oddziaływanie zależne od odległości kropeł, od kąta jaki tworzyła oś łącząca środki kropeł z kierunkiem przepływu powietrza - wreszcie od prędkości przepływu i średnicy kropeł.

Natomiast co do wzajemnego zachowania się kropeł w polu akustycznej fali płaskiej - to zauważyli oni występujące między kroplami przyciąganie - zależne od częstotliwości pola i częstotliwości drgań własnych kropeł - przy czym dla zbliżenia się kropeł aż do styku - potrzebna była częstotliwość ultrakustyczna.

Występowanie sił hydrodynamicznych w polu płaskiej fali akustycznej, przy małych liczbach  $Re$  stwierdzili też:

O. Brandt, H. Freund i E. Hiedemann [6]. Autorzy ci zauważyli, że w w/w polu akustycznym, cząsteczki najmniejsze drgają zgodnie z drganiami pola, cząsteczki większe drgają nieco wolniej, zaś cząsteczki największe w ogóle nie biorą udziału w drganiach pola. Według ich obserwacji koagulacja cząstek zawieszonych w polu akustycznym wzmacnia się w miarę wzrostu częstotliwości pola, następnie przechodzi przez swoje maksimum, wreszcie przy bardzo wysokich częstotliwościach, ustaje całkowicie.

Natomiast siły hydrodynamiczne w opisanych przez nich warunkach - wykazały wzrost w miarę wzrostu częstotliwości pola, zaś udział tych sił w zderzeniach cząstek był przy niskich częstotliwościach ledwie zauważalny - natomiast przy wysokich częstotliwościach był wg nich decydujący.

Do podobnych rezultatów dochodzi Wyrzykowski [7] uważając, że zbliżenie się cząsteczek aerozolu o określonych rozmiarach poddanych działaniu pola akustycznego - jest wyraźnie zależne od częstotliwości pola akustycznego i jego natężenia.

W ślad za rozwojem teorii sił hydrodynamicznych należy zanotować szereg prac eksperymentalnych - mających za zadanie

wykazanie istnienia takich sił zwłaszcza w polu akustycznym oraz próby powiązania ich z parametrami pola. Wystarczy tu wymienić prace: Audradego [9], Cooka [10], Thomasa [11], Gorbaczewa i Siewiernego [5], Brandta, Freunda i Hiedemanna [6], [12], Staszewskiego [13], a zwłaszcza Dörra [14], które wykazały lepszą lub gorszą zgodność omawianej teorii z eksperymentem, zgodność jakościową i to w wypadku małych liczb  $Re$  nie przekraczających kilkunastu jednostek c.g.s oraz w polach akustycznych wywołanych falą płaską.

Celem naszych doświadczeń modelowych [15] było zachowanie się kulek umieszczonych w polu akustycznym fali bieżącej, przy liczbach  $Re$  spełniających warunek -  $2000 < Re < 11000$  jednostek c.g.s. Użycie fali bieżącej a nie, jak to powszechnie miało miejsce - fali stojącej - zostało podyktowane faktem, że w akustycznych urządzeniach odpylających, działających przy wysokich natężeniach pól, główną rolę odgrywają fale bieżące, a nie stojące. M.in. Leśniak [16] - w czasie badań koagulacji tlenków cynku przy pomocy syreny ultradźwiękowej, stwierdził w kolumnie koagulacji tylko sporadyczne pojawienie się wiązki fal stojących. Ponadto udział sił Kirchhoffa w procesach akustycznej koagulacji nigdy nie był badany, stąd konfrontacja tych sił z eksperymentem wydała się celową.

Weźmy pod uwagę wyrażenia (1) i (2) i porównajmy je z uzyskanymi przez nas danymi doświadczalnymi [15]. Otóż w naszych doświadczeniach było  $\theta = 90^\circ$ , stąd

$$F_R = - \frac{3\pi \cdot \gamma \cdot r^6 \cdot V^2}{R^4} \quad (9)$$

Z drugiej strony w doświadczeniach modelowych było

$$F_R = m \cdot g \cdot \operatorname{tg} \alpha, \quad (10)$$

gdzie  $\alpha$  jest kątem odchylenia kulek od położenia pionowego. Celem sprawdzenia, ewentualnej słuszności wyrażenia (9), narysujemy najpierw krzywą  $F_R = \operatorname{const} V^2$ , (patrz rys.1) tj. przedstawiającą zależność siły hydrodynamicznej od kwadratu prędkości przepływu, a następnie porównajmy teoretyczną wartość tej siły obliczoną z zależności (9) z wartością zmierzoną, wyrażoną równaniem (10).

Odpowiednie wartości siły mamy zestawione w tabeli 1

Tabela 1

Kulki małe	$r=0,09$ cm $m=5,75 \cdot 10^{-3}$ g	Kulki średnie	$r=0,13$ cm $m=40,25$ g $\cdot 10^{-3}$
siła obliczona	siła zmierzona	siła obliczona	siła zmierzona
1 0,08 dyny	0,083 dyny	3,88 dyny	0,234 dyny
2 0,43 "	0,101 "	6,99 "	0,523 "
3 0,766 "	0,151 "	10,25 "	0,811 "
1 $v=130$ cm/s	$\alpha = 50^\circ$	$v=314$ cm/s	$\alpha = 20^\circ$
2 $v=314$ "	$\alpha = 1^\circ$	$v=420$ "	$\alpha = 45^\circ$
3 $v=420$ "	$\alpha = 1^\circ 30'$	$v=512$ "	$\alpha = 1^\circ 10'$

Wielkości sił działających między kulkami umieszczonymi w polu akustycznym.

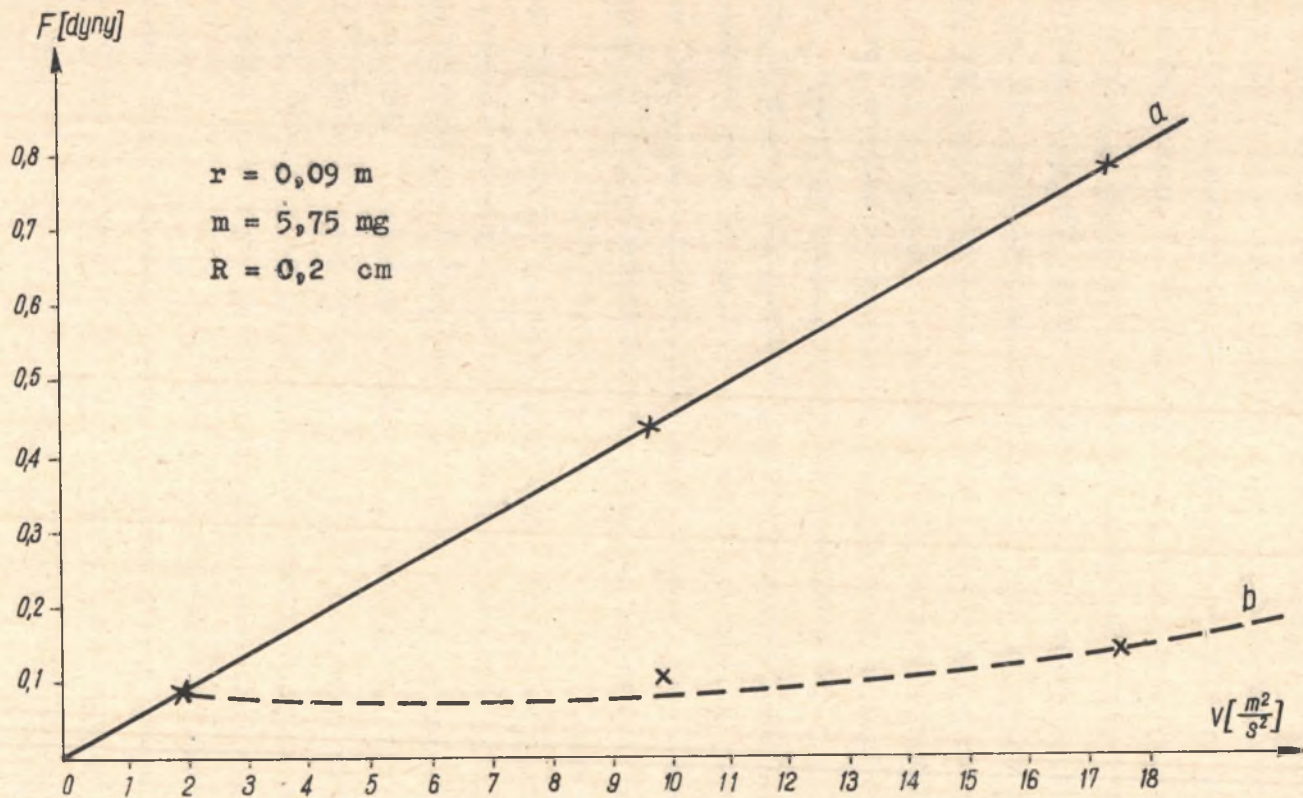


Jak to widać z tabeli nr 1, dla kulek najmniejszych, przy stosunkowo słabym natężeniu pola akustycznego - teoretyczna wartość siły wzajemnego oddziaływania kulek zgadza się z wartością tej siły znalezionej eksperymentalnie. W miarę wzrostu prędkości przepływu (natężenia pola akustycznego), siła wzajemnego oddziaływania między kulkami rośnie. Dla kulek małych teoretyczne wartości siły są około 4-5 razy większe niż wartości zmierzone. Zaś dla kulek dużych analogiczny stosunek jest znacznie większy i wynosi około 14-15.

Należy jednak podkreślić, że eksperymenty z kulkami przeprowadzono przy ich wzajemnej odległości nieco większej od promienia kulek, podczas gdy teoria wymaga, aby wzajemna odległość między kulkami była znacznie większa od sumy promieni kulek (u nas  $R - (r_1 + r_2) = 2$  mm. Dla  $R \gg r_1 + r_2$  - w warunkach doświadczenia, wzajemne oddziaływanie między kulkami było równe zeru.

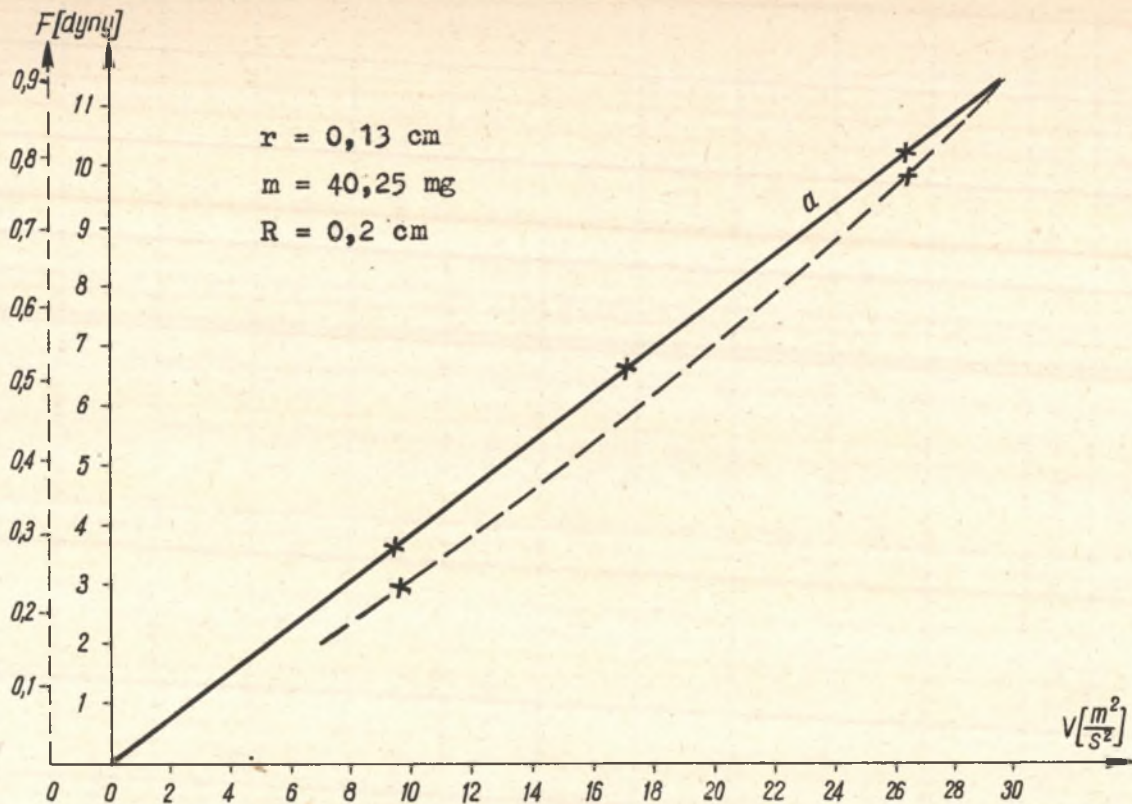
Odpowiednie zależności mamy przedstawione na rys.1 dla kulek małych i na rys.2 dla kulek średnich, z których widać wyraźnie, że relacja  $F_R = \text{const. } v^2$  (zmierzone) nie są liniami prostymi, (poza początkowymi odcinkami krzywych), jak tego wymaga teoria (równanie (9)). Z powyższych przedstawień wynika, że im mniejsze cząsteczki i im mniejsza szybkość przepływu ośrodka (natężenie pola akustycznego) tym mamy lepszą zgodność między doświadczeniem a teorią.

Nieco inaczej przedstawia się sprawa zależności sił wzajemnego oddziaływania między kulkami, a odległością ich środków. Odpowiednie dane mamy zebrane w tabeli 2 oraz na rys.3.



Rys. 1. Zależność siły działającej między małymi kulkami od kwadratu prędkości przepływu

a - obliczona na podstawie wzoru (9), b - zmierzona - wzór (10)



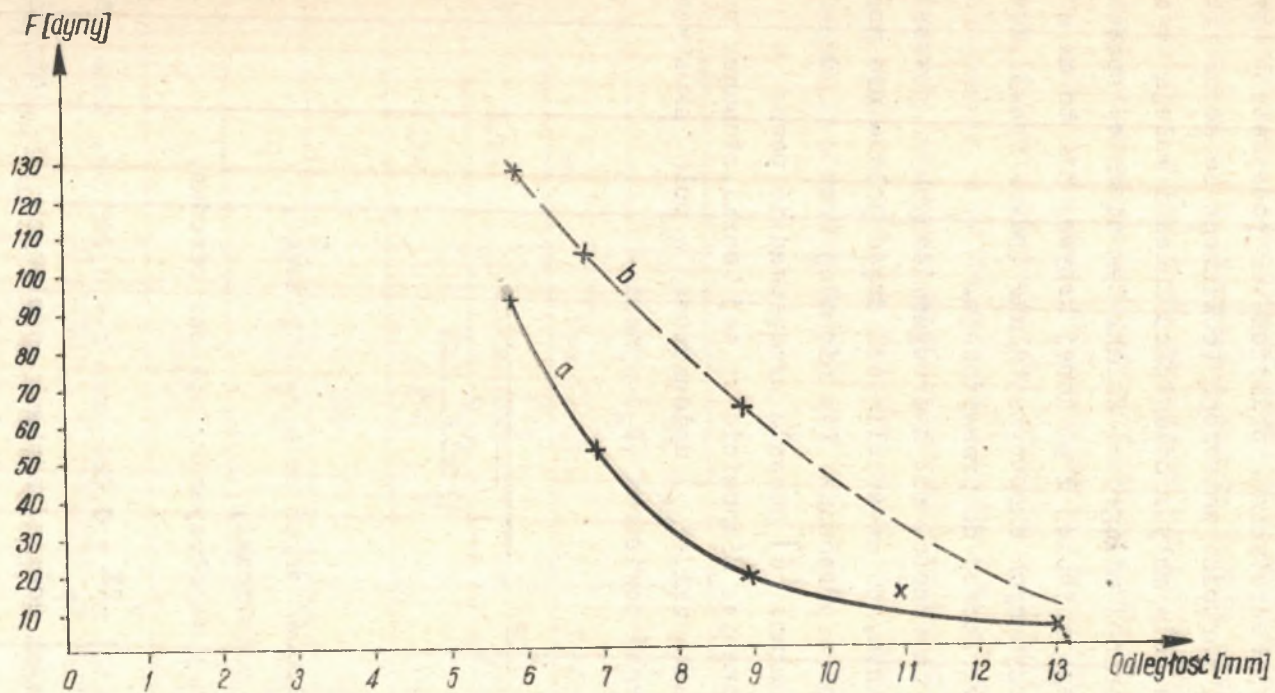
Rys. 2. Zależność siły działającej między średnimi kulkami od kwadratu prędkości przepływu

a - obliczona na podstawie wzoru (9), b - zmierzona wg wzoru (10)

Tabela 2

$v = 186 \text{ cm/sek}$		$r = 2,5 \text{ mm}$	$m = 5,75 \text{ mg}$
Lp.	odległość mm	$F \text{ teoret. } 10^2 \text{ dyn}$	$F \text{ zmierzone. } 10^2 \text{ dyn}$
1	6	84	128
2	7	50,3	104
3	9	17	66
4	11	7	11,5
5	13	3,9	10,4
$v = 165 \text{ cm/sek}$		$r = 2,3 \text{ mm}$	$m = 160 \text{ mg}$
1	5,6	79	280
2	6,6	48,8	373
3	8,6	14	373
4	10,6	5	471
5	14,6	1,3	560

Zależność siły wzajemnego oddziaływania między kulkami od odległości ich środków.



Rys. 3. Zależność siły wzajemnego oddziaływania między kulkami od odległości ich środków

a - teoretyczna (wzór 9), b - zamierzona (wzór 10).

Zarówno wartości teoretyczne, obliczone na podstawie wzoru (9), jako też i wartości zmierzone (obliczone ze wzoru (10)) są na ogół duże, dla małych odległości kulek i maleją w miarę wzrostu wzajemnej odległości kulek. Tym niemniej spadek sił teoret. przebiega szybciej i po innej krzywej niż to ma miejsce dla sił otrzymanych eksperymentalnie (patrz rys.3). Rezultat powyższy był raczej do przewidzenia.

Zagadnienie zależności sił hydrodynamicznych - powstałych w polu akustycznym, od częstotliwości drgań pola - nie zostało teoretycznie rozpracowane. Tym niemniej teoria Brandta, Freunda i Hiedemanna [6] pozwala przeprowadzić pewne w tym kierunku oszacowania. Mianowicie wg tej teorii, stosunek prędkości drgań cząsteczki ( $V_{cz}$ ) umieszczonej w polu akustycznym do prędkości drgań powietrza ( $V_p$ ) wynosi:

$$\frac{V_{cz}}{V_p} = \frac{1}{\sqrt{\frac{4\pi r^2 v \cdot d}{9\eta}}} \quad (12)$$

gdzie:

$v$  = częstotliwość drgań pola akustycznego,

$d$  = gęstość cząsteczki,

$\eta$  = dynamiczny współczynnik lepkości ośrodka.

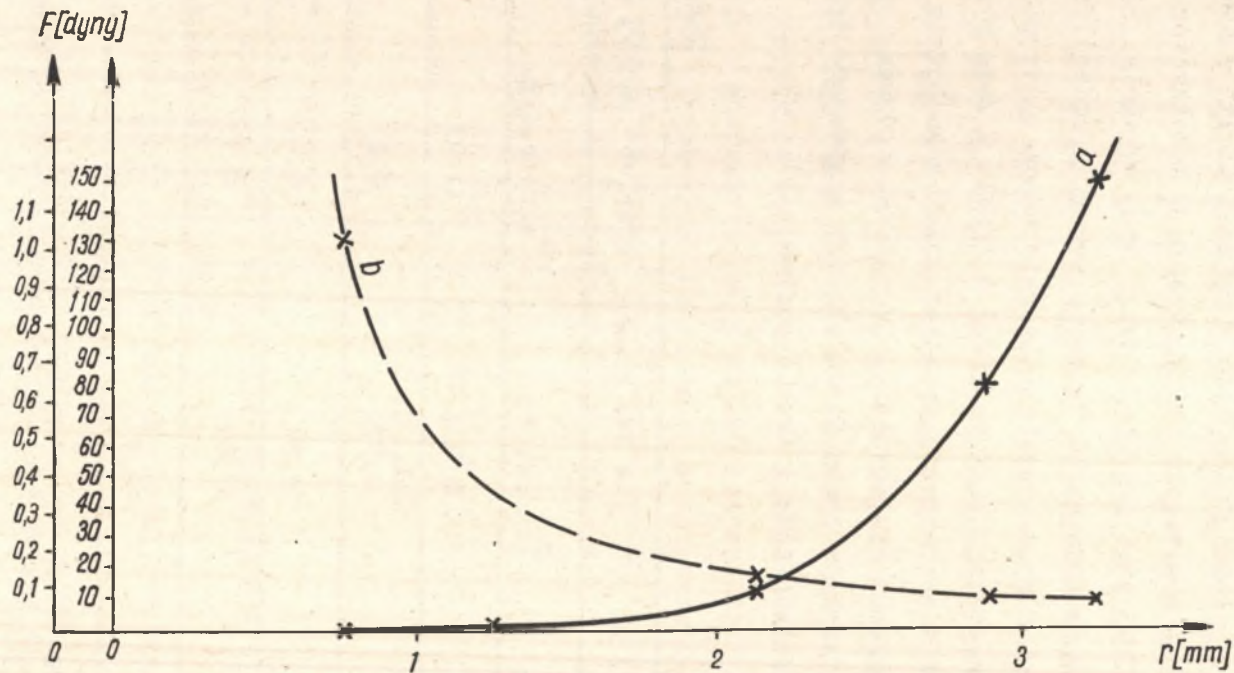
Otóż kładąc w (12)  $\frac{V_{cz}}{V_p} = 0,024$  oraz  $r = 0,085$  cm, tzn. dane uzyskane w naszych doświadczeniach modelowych [15], otrzymamy  $V_{teoret} = 0,36$  Hz, podczas gdy doświadczenie daje w tych warunkach  $v = 3,3$  Hz, czyli wartość dziesięciokrotnie większą.

Pozostałyby jeszcze do omówienia związki między siłami hydrodynamicznymi a promieniem kulek. Teoria przedstawiona równaniami (5) do (9) jest zgodną; widać z niej wyraźnie zależność sił hydrodynamicznych od trzeciej potęgi promieni kulek. W tej zależności mamy do zanotowania największą niezgodność teorii z doświadczeniem, jak to widać z tabeli 3 oraz rys.4. Teoretycznie, w miarę wzrostu promieni kulek, siła będzie szybko rosła, tymczasem eksperyment daje zależność wręcz przeciwną. W miarę wzrostu promieni kulek siły wzajemnego ich oddziaływania wyraźnie maleją (rys.4 krzywa - b).

Tabela 3

	$R = 2 \text{ mm}$	$V = 186 \text{ cm/sek}$	$r_1 = r_2 = r \quad m = 5,75 \text{ mg}$
Lp.	$r_{\text{mm}}$	$F_{\text{teoret.dyn.}}$	$F_{\text{eksper.dyn.}}$
1	0,75	0,031	1,03
2	1,25	0,57	0,23
3	2,1	12,89	0,15
4	2,9	81,85	0,13
5	3,2	150,3	0,10

Zależność sił wzajemnego oddziaływania między kulkami a promieniami kulek.



Rys. 4. Zależność sił hydrodynamicznych od promieni kulek  
 a - krzywa teoretyczna (równanie (9)), b - krzywa doświadczalna (równanie (10))



Z rys. 4 widać, że dla  $r_1 = r_2 = r = 2,1$  mm, krzywe teoretyczna i doświadczalna prawie przecinają się. Zgodność ta wydaje się być raczej przypadkową.

Wytlumaczenie powyższych niezgodności wydaje się być następujące:

W silnych polach akustycznych, potencjał prędkości przepływu w sąsiedztwie kulek ulega silnym wahaniom, w stosunkowo wąskich rurach, jakie były używane w doświadczeniach modelowych [15] przepływ staje się burzliwy, a na siły hydrodynamiczne zachodzące między kulkami, zamieszczonymi w polu akustycznym, nakładają się siły pochodzące bądź od ścian rury, których wartość jest tego samego rzędu co sił hydrodynamicznych (por. [15] str. 41), bądź od warstwy granicznej. Dalej, wprawdzie zgodnie z założeniami wspomnianych wyżej teorii, dla tak ciężkich kulek, jakie stosowaliśmy w doświadczeniach modelowych [15], można zaniedbać masę wypartego powietrza w stosunku do masy kulek, ale z drugiej strony opór, jakiego doznają kulki w powietrzu, przy  $Re$  leżących znacznie powyżej 1000 jedn. c.g.s. nie jest zależny od prędkości jak tego wymaga prawo Stokesa - stanowiące jedno z założeń ww teorii - lecz przypuszczalnie od  $v^2$ , względnie  $v^{3/2}$ .

Dalszym czynnikiem zaburzającym warunki akustyczne w omawianych doświadczeniach - jest niewątpliwie absorpcja i rozpraszanie energii pola zwłaszcza przez duże cząsteczki w nim zawieszane (patrz [15] str. 23), czego przy słabych polach i małych cząsteczkach można nie uwzględniać. To samo należy powiedzieć o siłach pochodzących od ciśnienia promieniowania akustycznego (por. [15] str. 23), których wpływ daje się zauważyć, gdy cząsteczki urosną.

O ile więc, jak to widać z otrzymanych wyników, udział sił hydrodynamicznych, sił typu Kirchhoffa, występujących między małymi cząsteczkami umieszczonymi zwłaszcza w silnym polu akustycznym jest znaczny, to jednak ilościowa zależność tych sił od parametrów pola i od parametrów charakteryzujących ograniczenie pola oraz zawieszone w nim cząsteczki, wydaje się stanowić nadal problem otwarty. Warto nadmienić, że w późnych stadiach koagulacji - jak to nadmienił Miednikow (patrz [18] str. 146 i 148) - udział sił hydrodynamicznych jest mały co potwierdzałyby m.in. nasze doświadczenia nad koagulacją dymów pięciotlenku fosforu i chlorku amonu [por. 15] oraz doświadczenie laboratoryjne. Wtedy bowiem odległości między agregatami znacznie już wzrosły, a masa stała się zbyt duża, więc i siły hydrodynamiczne stały się bardzo małe. Natomiast obserwowane w późnych stadiach koagulacji różnorodne ruchy już skoagulowanych cząsteczek są spowodowane wirami, siłą ciężkości itp. a nie siłami Kirchhoffa.

Wpłynęło do Redakcji 15.X.1964 r.

## LITERATURA

- [1] Kirchhoff G.: Mechanik, Leipzig 1877, str. 252.
- [2] Lamb H.: Lehrbuch der Hydrodynamik, Leipzig-Berlin 1907, § 137.
- [3] Vorlesungen über hydrodynamische Fernkräfte nach C.A. Bjerknæs Theorie, Leipzig (1900-1902) i Bjerknæs, Physikalische Hydrodynamik, Berlin (1933).
- [4] König W.: Ann. d.Phys. 42, 549, (1891).
- [5] Gorbačzew S.W., Siewierny A.B.: Kolloid. Zs. 73, 146 (1935).
- [6] Brandt O., Freund H., Hiedemann E.: Kolloid. Zeit. 77, 103, (1936).
- [7] Wyrzykowski R., Proc. of II ud Conf. on Ultrasonic, (18-28.6.1956), s.105/109.
- [8] Wyrzykowski R.: Zeszyty Naukowe Politechniki Wrocławskiej. Elektryka, Z.3, nr 20 (1958).
- [9] da C.Andrade E.N.: Trans. Faraday Soc. 32, 1111 (1936),
- [10] Cook S.R.: Phil. Mag. 3, 471, (1902).
- [11] Thomas W.: Ann.d.Phys., 42, 1079, (1913).
- [12] Brandt O., Freund H.: Zs.f.Phys. 92, 348 (1935) i Brandt O.: Kolloid. Zeit. 75, 129, (1936).
- [13] Staszewski W.: Ac.Phys.Pol. 13, 209, (1954).
- [14] Dörr W.: Acustica, 5, 163, (1955),
- [15] Matuła B.: Zeszyty Naukowe Pol. Śląskiej, z. 3 Nr 91, (1963).
- [16] Maczewski-Rowiński B.: CJOP. PAN. Komisja GOP. Biuletyn Nr 6, Warszawa 1956.
- [17] Skudrzyk E.: Grundlagen d.Akustik, str. 59.
- [18] Miednikow E.P.: Akustičeskaja koagulacija i osnaženije aerorozlej. Moskwa 1963.

## Р е з ю м е

Автор сравнивает результаты измерений взаимодействующих сил между шариками размещёнными в акустическом поле с гидродинамическими силами указанными теорией Кирхгоффа и констатируется отчётливое несоответствие вышеуказанной теории с опытом в пределах чисел Рейнольдса, которые расположены между 2000 и 11000 единиц системы CGS.

## S u m m a r y

The author compares in the paper the results of the measurements of interaction forces between the balls placed in the acoustic field with hydrodynamic forces given by the Kirchhoff's theory and states a distinct discrepancy of the quoted theory with the experiments within the scope of Reynold's numbers lying between 2,000 and 11,000 j.c.g.s.