

210979L/A

Na prawach rękopisu

INSTYTUT INŻYNIERII CHEMICZNEJ
I URZĄDZEŃ CIEPLNYCH
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Komunikat nr 389/78

WPŁYW WIBRACJI NA WNIKANIE CIEPŁA
OD CYLINDRA DO CIECZY W WARUNKACH
KONWEKЦИИ NATURALNEJ

Franciszek RUSZEL

Praca doktorska

Promotor: doc.dr hab.inż.

Władysław TOMCZAK

Słowa kluczowe: konwekcja naturalna, wnikanie ciepła, wibra-
cja, cylinder

79052109015

mgr inż. Franciszek Ruszel

Instytut Inżynierii Chemicznej

i Urządzeń Ciepłych

Politechniki Wrocławskiej

ul. Norwida 4/6

50-373 Wrocław

Komunikat wpłynął do Instytutu 20.12.1978

WROCŁAW 1978

S T R E S Z C Z E N I E

Przedmiotem niniejszej pracy jest intensyfikacja konwekcyjnej wymiany ciepła przez wprowadzenie w ruch drgający powierzchni oddającej ciepło. Jako zasadniczy cel pracy przyjęto określenie wpływu wibracji na wnikanie ciepła od cylindra do cieczy w warunkach konwekcji naturalnej. Ograniczono się do zakresu małego stosunku amplitudy drgań A do średnicy cylindra $D/ < 0,05/$ przy stosunkowo wysokich częstotliwościach drgań $f/80 - 165 \text{ Hz}/$.

W oparciu o istniejące teoretyczne i doświadczalne dane dotyczące wpływu wibracji na wnikanie ciepła ustalono zmienne wielkości fizyczne charakteryzujące rozpatrywany proces. Stosując metodę analizy wymiarowej wyprowadzono równanie kryterialne dla wytypowanych wielkości fizycznych, charakteryzujących wnikanie ciepła przy wibracji.

Celem określenia ilościowego wpływu istotnych parametrów na wartość współczynnika wnikania ciepła wibracji α_w , przeprowadzono badania eksperymentalne na specjalnie do tego celu zbudowanym stanowisku badawczo-pomiarowym.

Jako element badawczy przyjęto cylinder umieszczony/poziomo, drgający w płaszczyźnie pionowej z amplitudą $A < 0,6 \text{ mm}$.

Korzystając z wyprowadzonego równania kryterialnego, zawężono program badań do przypadków, w których kryteria podobieństwa wchodzące w otrzymane równanie ulegały zmianom w znacznym zakresie. W tym celu prowadzono badania dla cylindrów o trzech różnych wartościach średnic $/14,0; 19,8; 24,8 \text{ mm}/$ w trzech cieczach o różnych własnościach fizycznych. Jako ciecze wytypowano:

wodę, olej transformatorowy i metanol, a więc najbardziej dostępne, posiadające dokładnie znane własności fizyczne oraz mające znaczenie w zagadnieniach energetycznych.

Wyniki badań opracowano w postaci zależności kryterialnej przystosowując do tego celu podprogram biblioteczny, który wchodzi w skład oprogramowania maszyny cyfrowej ODRA 1305. Stwierdzono znaczny wzrost współczynnika wnikania ciepła przy wibracji α_w w porównaniu z przypadkiem konwekcji naturalnej. Uzyskano 5-9 krotne jego zwiększenie. W przypadku stałej intensywności wibracji A.f większy wpływ na wzrost współczynnika wnikania ciepła α_w wykazuje zmiana amplitudy drgań niż częstotliwości.

SPIS TREŚCI

	str.
Oznaczenia	7
1. Wstęp	10
2. Analiza metod intensyfikacji procesu wnikania ciepła pomiędzy ciałem stałym i płynem	13
3. Przegląd badań i teorii dotyczących wpływu wibracji i pola dźwiękowego na proces wnikania ciepła	16
3.1. Wyniki badań R.C. Martinelli i L.M. Boeltera	16
3.2. Wyniki badań R. Lemlicha i M.A. Rao	17
3.3. Wyniki badań N.V. Katašnikova i V.Černikina	20
3.4. Wyniki badań Ja. V. Jaščenki	21
3.5. Wyniki badań O.O. Kremn'ova, A.Ł. Satanov'skiego i V.V. Lopatina	22
3.6. Wyniki badań R.M. Fanda i J. Kaye'a	24
3.7. Wyniki badań V.M. Buznika	26
3.8. Teoria P.D. Richardсона	27
3.9. Teoria B.J. Davidсона	31
3.10. Wyniki badań R. Hsieha i G.F. Marstersa	33
3.11. Wyniki badań W.W. Carra i W.Z. Blacka	34
4. Wnioski z przeglądu literatury oraz cel i zakres pracy	37
5. Wyprowadzenie równania kryterialnego określającego współczynnik wnikania ciepła przy wibracji	42
5.1. Uzasadnienie przyjętej metodyki	42
5.2. Określenie wpływu konwekcji naturalnej i wymuszonej na wnikanie ciepła	43
5.3. Ustalenie zmiennych wielkości fizycznych charakteryzujących wnikanie ciepła przy wibracji	46

5.4. Wyprowadzenie zupełnego zespołu wyrażeń bezwymiarowych	46
6. Stanowisko do badań doświadczalnych wnikania ciepła	49
6.1. Opis stanowiska badawczo-pomiarowego	49
6.2. Opis obiektu badań	54
6.3. Dobór cieczy do badań	55
6.4. Zastosowane przyrządy pomiarowe oraz metodyka pomiarów	55
7. Opracowanie wyników pomiarów	59
7.1. Sposób obliczania ilości ciepła dostarczanego do cylindra	59
7.2. Sposób obliczania temperatury ścianki cylindra i temperatury cieczy	59
7.3. Sposób obliczania amplitudy i częstotliwości drgań	60
7.4. Sposób obliczania współczynnika wnikania ciepła	61
7.5. Sposób określania własności fizycznych cieczy	61
7.6. Obliczenia dokonywane w oparciu o uzyskane wyniki pomiarów	63
8. Aproksymacja danych doświadczalnych	78
8.1. Wybór określonych wielkości: temperatury, wymiaru liniowego i prędkości	78
8.2. Metodyka opracowania aproksymacji	80
8.3. Aproksymacja ogólna	81
9. Analiza wyników badań współczynnika wnikania ciepła przy wibracji	85
10. Porównanie wyników badań eksperymentalnych z podobnymi wynikami zamieszczonymi w literaturze	94

10.1. Metodyka porównania	94
10.2. Zestawienie wyników porównań i wnioski	94
11. Analiza dokładności przeprowadzonych badań	97
11.1. Średni kwadratowy błąd wyznaczania współczynnika wnikania ciepła przy wibracji	97
11.2. Średni kwadratowy błąd wyznaczania liczby Reynoldsa	99
11.3. Podsumowanie analizy dokładności przeprowadzonych badań	102
12. Wnioski	103
Literatura	105

O Z N A C Z E N I A

- a - współczynnik przewodzenia temperatury, m^2/s
- c_p - ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu, $J/(kg.K)$
- f - częstotliwość drgań /wibracji/, Hz
- g - przyspieszenie grawitacyjne, m/s^2
- h - wysokość, m
- l - długość, m
- m, n - wykładnik potęgowy
- p_x, p_y, p_z - składowe ciśnienia w punkcie x, y, z, Pa
- q_x, q_y, q_z - składowe wypadkowych czynnych sił masowych, N
- t - temperatura, $^{\circ}C$
- v - objętość właściwa, m^3/kg
- v - prędkość drgań /wibracji/, m/s
- w - prędkość liniowa, m/s
- w_x, w_y, w_z - składowe prędkości, m/s
- x, y, z - współrzędne przestrzenne, m
- A - amplituda drgań /wibracji/, m
- B - ciśnienie atmosferyczne, Pa
- C - stała
- D - średnica cylindra, m
- E_1, E_2 - siła termoelektryczna termometrów, mV
- F - powierzchnia wymiany ciepła cylindra, m^2
- Q - całkowita ilość ciepła dostarczanego do cylindra, W
- R - promień cylindra, m
- T - temperatura, K
- ΔT - napędowa różnica temperatur, K
- d - współczynnik wnikania ciepła $W/(m^2.K)$

- β - współczynnik rozszerzalności objętościowej, 1/K
- δ - błąd względny aproksymacji, %
- η - dynamiczny współczynnik lepkości, Pa.s
- λ - współczynnik przewodzenia ciepła, W/(mK)
- ν - kinematyczny współczynnik lepkości, m²/s
- ρ - gęstość ośrodka, kg/m³
- σ - średni bezwzględny błąd kwadratowy pomiaru danej wielkości
- σ' - względny błąd pomiarowy, %
- τ - czas, s
- ω - częstość kątowna, Hz

I N D E K S Y

- c - ciecz
- s - ścianka
- śr - wartość średnia
- w - wibracja

LICZBY PODOBIENSTWA

$$Gr = \frac{g \beta \Delta T D^3}{\nu^2}$$

- liczba Grashofa

$$Nu = \frac{\alpha D}{\lambda}$$

- liczba Nusselta

$$Pr = \frac{c_p \eta}{\lambda}$$

- liczba Prandtla

$$Pe = \frac{w \cdot D}{a} = Re \cdot Pr$$

- liczba Pecleta

$$Re = \frac{w \cdot D}{\nu}$$

- liczba Reynoldsa

$$Re_w = \frac{2 \pi A f D}{\nu \sqrt{2}}$$

- liczba Reynoldsa charakteryzująca wibrację

$$G = \frac{A}{D}$$

- parametr geometryczny

1. WSTĘP

Rozwój współczesnej techniki wymaga projektowania systemów cieplnych dla różnych dziedzin przemysłu o coraz to większych wydajnościach. Prowadzi to z konieczności /brak miejsca, koszty materiałów/ do poszukiwania nowych sposobów intensyfikacji wnikania ciepła, a w szczególności konwekcyjnego wnikania ciepła. Nad zagadnieniem tym pracuje obecnie na świecie dużo badaczy. Intensyfikacja konwekcyjnego wnikania ciepła pozwala zmniejszyć wielkość powierzchni wymiany ciepła i tym samym uzyskać bardziej zwarte wymienniki ciepła.

Intensyfikacja wnikania ciepła może być osiągnięta w wyniku sztucznego zwiększenia stopnia burzliwości strumienia. Przy konstruowaniu współczesnych wymienników ciepła burzliwość strumienia uzyskuje się przez umieszczenie na jego drodze przegród, żeber itp. Przedsięwzięcia te pociągają jednak za sobą wzrost dodatkowego oporu hydraulicznego, a tym samym zwiększenie zużycia energii.

Można również wydatnie intensyfikować wnikanie ciepła stosowaniem wszelkiego rodzaju drgań, zarówno powierzchni wymieniającej ciepło, jak i drgań ośrodka będącego nośnikiem ciepła. Drganiami mogą być: wibracja, pulsacja cieczy, dźwięki i ultradźwięki. Na jeden z praktycznych przypadków [47], który pierwszy wzbudził zainteresowanie wpływem dźwięku i wibracji na intensyfikację wnikania ciepła, natknięto się w silnikach napędzających rakiety. Nierównomierne spalanie przy wysokich amplitudach drgań występujących w tych silnikach powodowało gwałtowny wzrost lokalnego współczynnika wnikania ciepła do ścianki silnika i często temperatura ścianki wzrastała do wartości przy której silnik ule-

gał zniszczeniu. W tym, jak również i w innych przypadkach (urządzenia energetyczne, generatory itp.) zmiana procesów cieplnych wywołana skutkiem drgań wpływa niekorzystnie na pracę urządzenia. Aby zapewnić niezawodne ochładzanie urządzenia, konieczna więc jest znajomość wpływu drgań na wnikanie ciepła. W chwili obecnej zagadnieniu określania wpływu wibracji i dźwięku na wnikanie ciepła poświęcona jest znaczna liczba prac. Pewne z nich dotyczą wnikania ciepła od cylindrów, lub drutów do cieczy [5], [23], [24], [30], [35] natomiast pozostałe do powietrza [5], [20], [34]. Są to głównie prace badawcze prowadzone dla wybranego płynu oraz określonego cylindra. Ponadto obejmują one przypadki, gdzie amplituda drgań jest dość znaczna w porównaniu ze średnicą cylindra, a niekiedy przewyższa ją [30], [34], [35], natomiast częstotliwość drgań jest stosunkowo niska. Podejmowano również próby uogólniania wyników dla wspomnianego zakresu badań [5], [29], otrzymując zależności kryterialne, które trudno jest jednak uznać za ostateczne, ponieważ różnią się między sobą pod względem interpretacji, jak również dają znaczne rozbieżności w porównaniu z innymi wynikami badań.

W pracach teoretycznych [9], [10], [46], dotyczących rozpatrywanego zagadnienia, przeprowadzono analizę w oparciu o podstawowe równania ruchu i energii, jednak przy rozwiązywaniu ich wprowadzono dość istotne uproszczenia jak: płyn idealny a ruch laminarny. Przyjęcie ruchu laminarnego w przypadku wnikania ciepła w przepływie prostopadłym do rury jest dużym uproszczeniem, gdyż jak podaje Hobler [12] Chilton stwierdził doświadczalnie, że przepływ laminarny występuje dopiero przy $Re < 40$.

W literaturze brak jest danych dotyczących wpływu wibracji na wnikanie ciepła dla niskich stosunków amplitudy drgań do średnicy cylindra oraz wyższych częstotliwości drgań, czyli zakresu częściej spotykanego w praktyce. Można tu wymienić wszelkiego rodzaju maszyny i urządzenia posiadające elementy wirujące, które podlegają samoistnie drganiom o niskich amplitudach, natomiast wysokich częstotliwościach. Również urządzenia wibracyjne używane w zakładach prefabrykacji budownictwa charakteryzują się niskimi amplitudami drgań.

Z uwagi na możliwość wykorzystania naturalnie występujących drgań do celów intensyfikacji procesów wymiany ciepła, jako zasadniczy cel pracy przyjęto określenie jakościowego i ilościowego wpływu wibracji na wnikanie ciepła dla niskich stosunków amplitudy drgań do wymiaru elementu drgającego przy wyższych częstotliwościach drgań. Jako element oddający ciepło przyjęto cylinder umieszczony poziomo w nieruchomej cieczy, drgający w płaszczyźnie pionowej.

2. ANALIZA METOD INTENSYFIKACJI PROCESU WNIKANIA CIEPŁA POMIĘDZY CIAŁEM STAŁYM I PŁYNEM

Współczynnik wnikania ciepła będący miernikiem wnikania ciepła określony jest przez warunki hydrauliczne jakie są przy ścianie. Z charakteru przepływu uwarstwowionego, w którym drogi cząstek są równoległe, wynika że nie ma konwekcji w kierunku ścian. Ruch ciepła ku ścianie może się wtedy odbywać jedynie przez przewodzenie, co przebiega bardzo opornie. Niemniej występuje tu unoszenie ciepła /konwekcja/ w kierunku równoległym do ściany. O wiele intensywniejszy ruch ciepła ku ścianie zachodzi przy przepływie burzliwym. Ale i w tym przypadku ruch ciepła napotyka na pewien dodatkowy opór. Według teorii przyściennej warstwy granicznej istnieje przy ścianie warstwa, w której czynnik płynie laminarnie. W obrębie warstwy przyściennej prędkości, skierowane równoległe maleją ku ścianie i zanikają do zera.

Cząstki rdzenia gazu czy cieczy w czasie przepływu nie uderzają wprost o ścianę, ale o warstwę przyścienną i tu oddają /przyjmują/ ciepło. Dalszą drogę ku ścianie musi ciepło przejść już przez przewodzenie. Właśnie opór przewodzenia warstwy przyściennej jest decydującym dla całkowitego procesu wnikania ciepła. Zasadnicze sposoby oddziaływania na warstwę przyścienną zmierzają do tego, aby przez turbulizację strumienia doprowadzić ją do bardzo cienkiej lub całkowicie zniszczyć.

Intensyfikację wnikania ciepła metodą hydrodynamicznego oddziaływania na strumień osiąga się przez zwiększenie burzliwości strumienia, czyli zwiększenie liczby Reynoldsa. Analizując wielkości występujące w liczbie Reynoldsa nietrudno spostrzec,

że zwiększenie jej, dla danej konstrukcji aparatu i danych warunków eksploatacji, może być uzyskane tylko skutkiem zwiększenia prędkości strumienia. W praktyce dla zwiększenia prędkości strumienia stosuje się między innymi masywne wielobiegowe wymienniki ciepła. Jednak zwiększenie prędkości strumienia związane jest ze stratą ciśnienia przy przetłaczaniu cieczy. Stratę ciśnienia dla ruchu burzliwego można przyjąć jako wartość proporcjonalną do $w^{1,74}$ [4] co powoduje wzrost zużycia energii na przetłaczanie cieczy. Z tego względu podczas eksploatacji określone zostały ekonomiczne prędkości przepływu cieczy.

Jak już zaznaczono, najkorzystniejszym z punktu widzenia wnikania ciepła systemem hydraulicznym jest przepływ burzliwy, i to zarówno wewnątrz rur jak i w warstwie granicznej przy zewnętrznym opływie ciał. W istocie oznacza to, że intensyfikacji konwekcyjnej wymiany ciepła należy sztucznie przenieść proces wymiany ciepła w zakres burzliwy. Im mniejsza wartość liczby Reynoldsa, przy której osiągnięta będzie trwała burzliwość warstwy granicznej, tym jest większa możliwość intensyfikacji konwekcyjnej wymiany ciepła skutkiem zwiększenia prędkości strumienia. Również będzie efektywniejsza intensyfikacja z punktu widzenia obniżenia straty ciśnienia.

Bardziej znanymi sposobami turbulizacji oprócz zwiększenia prędkości strumienia jest stosowanie różnego rodzaju rozwiązań konstrukcyjnych: zwiększenie szorstkości, ożebrowanie powierzchni, stosowanie wszelkiego rodzaju przegród i wkładek turbulizacyjnych. Poza wymienionymi sposobami turbulizację warstwy granicznej można osiągnąć wprowadzając strumień w drganie falami dźwiękowymi, ultradźwiękowymi, stosowaniem przepływu pulsa-

cyjnego, jak również skutkiem ruchu powierzchni wymieniający ciepło, który można uzyskać przez wprowadzenie jej w drgania lub obrót. Użycie natomiast pola magnetycznego prowadzi do zmniejszenia turbulizacji, a tym samym obniżenia współczynnika wnikania ciepła [42].

Wpływ pulsacji i ultradźwięku na wymianę ciepła w ośrodku gazowym wykorzystywany jest między innymi w urządzeniach kotłowych. Para dostarczana do komór grzewczych wymiennika ciepła poddawana jest pulsacji. Powstają wówczas fale uderzeniowe, które intensywnie oddziałują na kondensującą błonę, skutkiem czego zwiększa się wnikanie ciepła.

Należy przypuszczać, że dopiero dokładna znajomość różnych sposobów turbulizacji strumienia oraz umiejętne ich połączenie, np. zastosowanie racjonalnego ożebrowania przy wykorzystaniu wibracji lub dźwięku, pozwoli w przyszłości budować urządzenia do wymiany ciepła odznaczające się wysoką sprawnością i niezawodnością.

3. PRZEGLĄD BADAŃ I TEORII DOTYCZĄCYCH WPŁYWU WIBRACJI I POLA DŹWIEKOWEGO NA PROCES WNIKANIA CIEPŁA

3.1. Wyniki badań R.C. Martinelli i L.M. Boeltera

W pracach [5],[32] przedstawiono wyniki badań Martinelliiego i Boeltera prowadzone w 1938 r., dotyczące oddawania ciepła od wibrującego cylindra do wody w warunkach konwekcji naturalnej. Poziomo umieszczony cylinder o średnicy 18,5 mm i długości 0,635 m poddawano pionowym drganiom o częstotliwości od 0 - 40 Hz. Różnicę temperatur między ścianką cylindra i otaczającą go wodą zmieniano w przedziale 4,5 - 25 K. Podczas doświadczeń dokonywano zmian mocy, służącej do ogrzewania cylindra, częstotliwości i amplitudy drgań. Uzyskane wyniki doświadczeń podano w zależności od liczb podobieństwa Nu , Re_w i $(Gr.Pr)$.

Liczbę Reynoldsa charakteryzującą wibrację określono wg zależności

$$Re_w = \frac{A \omega D}{\sqrt{2}} \quad /3.1/$$

Ulegała ona zmianie w doświadczeniach od 0 - $8 \cdot 10^3$ przy dwóch wartościach iloczynu $(Gr.Pr)$ równych $6 \cdot 10^3$ i $3 \cdot 10^6$. Przy opracowywaniu danych doświadczalnych własności fizyczne wody przyjęto dla średniej temperatury warstwy granicznej.

Doświadczenia wykazały, że przy liczbie Reynoldsa $Re_w < 1 \cdot 10^3$ nie ma żadnego wpływu drgań na oddawanie ciepła. W tym przypadku proces oddawania ciepła określa całkowicie konwekcja naturalna. Przy wartości liczby Reynoldsa $Re_w > 7 \cdot 10^3$ wibracja w sposób istotny wpływa na oddawanie ciepła, które szybko wzrasta przy zwiększaniu liczby Reynoldsa i nie zależy już od konwekcji naturalnej.

Dla $Re_w = 1.10^4$ oddawanie ciepła przy wibracji w porównaniu z przypadkiem konwekcji naturalnej zwiększa się cztery razy.

W wyniku opracowania danych doświadczalnych otrzymano empiryczną zależność, wiążącą między sobą określone liczby podobieństwa.

$$Re_w = Nu \sqrt{1200 - 20 \frac{Gr \cdot Pr^2}{Nu^8}} \quad /3.2/$$

Dla przypadku konwekcji naturalnej przy $Re_w = 0$ zależność /3.2/ przyjmuje postać

$$Nu = 0,45 Gr^{0,25} \quad /3.3/$$

Stała w równaniu /3.3/ jest o 18 % mniejsza niż w równaniu McAdamsa, natomiast tylko o około 5 % w porównaniu ze stałą w równaniu Rice [18]. Tak więc empiryczne równanie wydaje się być w miarę dobrym przybliżeniem.

3.2. Wyniki badań R. Lemlicha i M. Anadha Rao

Lemlich [34] badał wnikanie ciepła od wibrujących drutów do powietrza w warunkach konwekcji naturalnej. Średnica badanych drutów wynosiła: 0,64; 1,0; 2,06 mm. Różnica temperatur między drutem i powietrzem przyjmowała wartości od 4 do 200 K. Częstotliwość drgań w płaszczyźnie prostopadłej do osi drutu zmieniano od 30 - 122 Hz, natomiast amplitudę drgań mierzoną w środku drutu zmieniano od 1,40 do 5,87 mm. Badanie prowadzono przy drganiach drutów w płaszczyźnie poziomej i pionowej.

W pracy wykazano, że wpływ częstotliwości drgań na współczynnik wnikania ciepła jest większy przy wyższych amplitudach drgań niż przy niższych. Wpływ częstotliwości i amplitudy drgań

zmniejsza się przy większych wartościach różnicy temperatur między ścianką drutu i powietrzem, tj. współczynnik wnikania ciepła w zależności od amplitudy i częstotliwości drgań w przypadku zwiększenia ΔT zmniejsza się. Autor wyjaśnia to tym, że przy większych wartościach ΔT w większym stopniu występuje naruszenie "rozciągniętej błony" w wyniku ruchu płynu skutkiem konwekcji naturalnej niż w wyniku drgań. Hipoteza "rozciągniętej błony" polega na tym, że warstwa graniczna nie przemieszcza się wraz z poruszającym się drgającym drutem, lecz wokół niego powstaje nieruchoma błona gazu, rozciągnięta do wielkości amplitudy drgań. Drgający drut nie ciągnie za sobą tam i z powrotem błony. Błona jak gdyby okręża drut w odległości równej amplitudzie drgań. Dla potwierdzenia tego faktu autor przytacza wyniki doświadczeń, w których wnikanie ciepła zarówno dla poziomych jak i pionowych drgań było jednakowe, co jego zdaniem nie powinno zachodzić gdyby błona poruszała się w ślad za drutem.

Korzystając z analizy wymiarowej określono zależność ujmującą stosunek współczynnika wnikania ciepła przy wibracji do współczynnika wnikania ciepła dla nieruchomego drutu przy tych samych warunkach

$$\frac{\alpha_w}{\alpha} = 0,75 + 0,0031 \frac{Re_w^{2,05} / \beta \Delta T / Gr^{0,33}}{Gr^{0,41}} \quad /3.4/$$

gdzie

$$Re_w = \frac{2 AfD}{\nu}$$

W równaniu powyższym α określa się ze znanych zależności dla nieruchomego poziomego cylindra, natomiast własności fizyczne powietrza należy przyjmować dla średniej temperatury warstwy granicznej.

Wychodząc z hipotezy "rozciągniętej błony" autor przedstawił równanie /3.4/ w postaci

$$\frac{d_w}{\lambda} - 1 = /0,00265 - 0,0000197/ Re_s^{2,13} \quad /3.5/$$

gdzie

$$Re_s = \frac{2 Af /D+A/}{\nu}$$

Rozszerzając wyniki badań na dwuatomowe gazy i cieczy wprowadzono zależność

$$Nu = \left[0,75 + 0,0022 \frac{Re_w^{2,05} / \beta \Delta T /^{0,33}}{Pr^{1,54} Gr^{0,41}} \right] \left[0,63 + 0,35 /Gr.Pr/^{0,17} \right]^2 \quad /3.6/$$

W pracy [35] badano wnikanie ciepła od poziomo umieszczonego drutu do wody i gliceryny w warunkach konwekcji naturalnej. Drut o średnicy 1,245 mm poddawano pionowym drganiom o częstotliwości od 17 - 37 Hz przy zmianie amplitudy do 2,234 mm. Różnicę temperatur między ścianką drutu i cieczą zmieniano w zakresie od 5 do 15,4 K, natomiast temperaturę cieczy utrzymywano w zakresie 28,5 do 33,8 °C.

Uzyskano wzrost wartości współczynnika wnikania ciepła przy zwiększeniu częstotliwości i amplitudy wibracji przekraczający w niektórych przypadkach wartość dziesięciokrotną w porównaniu ze współczynnikiem bez wibracji.

Podano bezwymiarową zależność ujmującą wyniki badań własnych oraz trzech innych badaczy w postaci

$$\frac{d_w}{\lambda} = \phi \left[\frac{Re_w (A/D)^{0,4} Pr^{0,6}}{/Gr.Pr/^{0,26}} \right] \quad /3.7/$$

3.3. Wyniki badań N.V. Kalašnikova i V.I. Černikina

Kalašnikov i Černikin [24] przedstawili wyniki badań wnikania ciepła od wibrującego cylindra średnicy 19,8 mm i długości roboczej 282 mm do lepkich cieczy w warunkach konwekcji naturalnej. Amplitudę drgań zmieniano w przedziale od 2,5 - 20 mm częstotliwość od 1,7 do 27 Hz. Średniokwadratowa prędkość wibracji obliczana ze wzoru

$$v = \frac{2 \pi f A}{\sqrt{2}} \quad /3.8/$$

ulegała zmianom od 0,04 do 1,34 m/s

Podgrzewano bardzo lepki mazut 100 ($\nu_{20} = 66,2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$), autol 18 ($\nu_{20} = 13 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$), olej wrzecionowy ($\nu_{20} = 1,28 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$) i mieszaninę oleju wrzecionowego z naftą o lepkości zbliżonej do paliwa silikonowego ($\nu_{20} = 17,2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$). Stwierdzono gwałtowny wzrost współczynnika wnikania ciepła w przypadku wibracji. Jeśli bez wibracji $f = 0$ współczynnik wnikania ciepła od cylindra do mazutu równał się 46,5 - 52,3 W/(m²·K) to w wyniku wibracji ($v = 1,34 \text{ m/s}$) zwiększył się do 1047 W/(m²·K), tj. przewyższał pierwotną wartość około 20 razy.

Dla mieszaniny oleju wrzecionowego z naftą przy analogicznych warunkach współczynnik wnikania ciepła zwiększył się od wartości 93 - 99 W/(m²·K) do wartości 2425 W/(m²·K), tj. około 25 razy. Stwierdzono, że zwiększanie amplitudy drgań przy stałej częstotliwości jak i zwiększanie częstotliwości przy niezmiennym amplitudzie prowadzi do znacznego zwiększenia współczynnika wnikania ciepła. W przypadku małych lepkości cieczy przy $v = \text{const.}$ wzrost α_w w większym stopniu zależy od amplitudy niż od częstotliwości drgań. W doświadczeniach liczba Pecleta zmie-

niała się od $1,6 \cdot 10^4$ do $4 \cdot 10^5$, a liczba Prandtla od $1,4 \cdot 10^2$ do $1,5 \cdot 10^4$.

Dane doświadczalne uogólniono równaniem

$$Nu = 0,146 Pe_w^{0,67} Pr^{-0,16} \quad /3.9/$$

gdzie

$$Pe_w = \frac{2\pi D A f}{a \sqrt{2}}$$

Wielkości fizyczne cieczy określano dla średniej temperatury warstwy granicznej. Równanie powyższe jest słuszne dla cylindra wibrującego w kierunku pionowym z amplitudą $A = 5 - 20$ mm przy prędkości wibracji $v = 0,2 - 1,34$ m/s.

3.4. Wyniki badań Ja.V. Jaščenki

Jaščenko [23] przedstawił wyniki badań doświadczalnych wpływu wibracji o zmiennej częstotliwości i amplitudzie na wnikanie ciepła od poziomo umieszczonej rurki o średnicy 2,88 mm do cieczy. Całkowita długość rurki wynosiła 0,45 m, natomiast odcinek badany znajdował się w jej części środkowej i miał długość 0,05 - 0,055 m. Badania prowadzono przy częstotliwości 50, 90, 126, 180 i 300 Hz w wodzie i przy częstotliwości 300 Hz w oleju transformatorowym i lepkiem oleju "SU". Podczas doświadczeń temperatura cieczy zmieniała się od 22 do 80 °C.

Stwierdzono, że dla wody w zakresie badanych częstotliwości liczba Nusselta nie zależy od iloczynu $/Gr.Pr/$ co oznacza, że konwekcja naturalna nie wpływa na wnikanie ciepła.

Dane doświadczalne uogólniono i przedstawiono w postaci zależności

$$Nu = 0,29 /Re_w Pr/^{0,54} \quad /3.10/$$

gdzie

$$Re_w = \frac{4 A f D}{\nu \sqrt{2}}$$

Zależność /3.10/ jest słuszna w zakresie amplitudy wibracji 0,4 - 2,6 mm i częstotliwość 50 - 300 Hz, dla cieczy o kinematycznym współczynniku lepkości od $1 \cdot 10^{-6}$ - $1500 \cdot 10^{-6}$ m²/s przy temperaturze 20 °C.

3.5. Wyniki badań O.O. Kremnova, A.L. Satanovskiego i V.V. Lopatina

W pracy [30] autorzy przedstawili wyniki badań wpływu wibracji na wnikanie ciepła od gładkich i ożebrowanych cylindrów umieszczonych w dużej objętości cieczy. Jako elementy badawcze wykorzystano gładkie cylindry średnicy 0,8; 3,3; 5,0; 8,0 i 12,0 mm, cylindry średnicy 5 i 20 mm z nawiniętym miedzianym drutem o średnicy 0,2 - 0,3 mm i cylinder średnicy 5 mm z ożebrowaniem w formie trójkąta. Długość cylindrów wynosiła 80 mm. Wibracje cylindrów realizowano w płaszczyźnie pionowej prostopadle do ich osi. Badania prowadzono w wodzie. Częstotliwość drgań zmieniano od 5 do 100 Hz, amplitudę od 0,5 - 11 mm. Badania wykazały, że współczynnik wnikania ciepła zwiększał się wraz ze wzrostem częstotliwości i amplitudy drgań. Jednak tempo wzrostu współczynnika wnikania ciepła przy zwiększaniu tych parametrów było mniejsze. Intensywność wnikania ciepła uzyskana w badaniach była 5 - 6 razy większa w porównaniu z wnikaniem ciepła od nieruchomych cylindrów.

Badania wykazały ponadto, że wielkość współczynnika wnikania ciepła przy wibracji zależy w sposób istotny od średnicy

cyindra. Wartości współczynników wnikania ciepła zwiększają się przy zmniejszaniu średnicy zarówno dla nieruchomego cylindra jak i dla wibrującego, przy czym w przypadku wibracji wzrost ten jest znacznie większy. Wybrane wyniki badań przedstawiono w postaci wykresów. Zestawienie wyników badań współczynnika wnikania ciepła gładkiego i ożebrowanego cylindra o średnicy 5 mm wykazują zgodność charakteru zależności od amplitudy i częstotliwości wibracji, chociaż absolutna wielkość współczynnika dla cylindra ożebrowanego jest około 1,5 - 2 razy większa niż dla cylindra gładkiego. Przyczyną takiego wzrostu jest to, że wystające ożebrowanie wytwarza przy powierzchni wymieniającej ciepło bardziej intensywną burzliwość.

W pracy [29] przedstawiono zależności określające wpływ stosunku $2A/D$ w zakresie dużych wartości na współczynnik wnikania ciepła od wibrujących cylindrów. Wyszczególniono dwa zakresy stosunku $2A/D$ charakteryzujące się różnym wpływem na wnikanie ciepła. W pierwszym zakresie, w którym stosunek ten zmienia się od 0,1 - 1,0 wnikanie ciepła zwiększa się przy wzroście amplitudy wibracji, natomiast pozostałe warunki pozostają stałe. Przy wartości $2A/D = 1$ wnikanie ciepła jest maksymalne. Dla drugiego zakresu $2A/D = 1-6$ wnikanie ciepła, przy pozostałych niezmiennych warunkach, zmniejsza się. W wyniku nieznacznego wpływu w tym zakresie stosunku $2A/D$ na wnikanie ciepła wpływ ten może być pominięty bez większego błędu. Zaznaczono, że wartość współczynnika wnikania ciepła w tym zakresie jest o 50 % większa niż przy poprzecznym opływie cylindra z prędkością równą średniej prędkości wibracji.

Wykorzystując badania własne oraz innych badaczy określono, dla podanych wyżej zakresów $2A/D$, zależności na wnikanie ciepła

w postaci następujących wyrażeń

dla $0,1 \leq \frac{2A}{D} \leq 1$.

$$Nu_c = 0,4 Re_{wc}^{0,6} Pr_c^{0,38} \left(\frac{Pr_c}{Pr_s} \right)^{0,17} \left(\frac{2A}{D} \right)^{0,25} \quad /3.11/$$

dla $1 < \frac{2A}{D} \leq 6$

$$Nu_c = 0,4 Re_{wc}^{0,6} Pr_c^{0,33} \left(\frac{Pr_c}{Pr_s} \right)^{0,17} \quad /3.12/$$

Powyższe zależności obowiązują w zakresach $Re_{wc} = 0,2 - 30\ 000$, $Pr_c = 0,7 - 100\ 000$, $f = 3 - 120$ Hz. W pracy nie podano wg jakiej zależności należy obliczać liczbę Reynoldsa Re_{wc} .

3.6. Wyniki badań R.M. Fanda i J. Kayea

W pracy [5] omówiono wyniki badań prowadzone przez Fanda i Kayea, dotyczące wnikania ciepła przy wibracji od poziomego cylindra do powietrza w warunkach konwekcji naturalnej. Średnica badanego cylindra wynosiła 22,2 mm, napędowa różnica temperatur $\Delta T = 0 - 85$ K, amplituda wibracji $A = 0 - 4,05$ mm, częstotliwość wibracji $f = 54 - 225$ Hz, prędkość wibracji $Af = 0 - 0,372$ m/s.

Badania wykazały, że przy prędkości wibracji mniejszej niż 0,0915 m/s wpływ wibracji na wnikanie ciepła był bardzo mały. Powyżej tej prędkości - tzw. krytycznej - występowanie wibracji, w sposób znaczny intensyfikowało wnikanie ciepła.

Doświadczalnie stwierdzono, że dla zakresu $\Delta T < 35$ K i $/Gr Pr/ < 3 \cdot 10^4$ współczynnik wnikania ciepła nie zależy od ΔT dla dostatecznie wysokich poziomów wibracji. Dla zakresu

gdzie $\Delta T > 35 \text{ K}$, $(A \cdot f) > 0,275 \text{ m/s}$, $(Gr \ Pr) > 3 \cdot 10^4$ i $Re_w > 2200$ otrzymano zależności

$$Nu = 8,5 \cdot 10^5 (Gr \ Pr)^{0,2} Re_w \quad /3.13/$$

Dla oceny wpływu pionowej wibracji na współczynnik wnikania ciepła od poziomego cylindra do powietrza dla rozwiniętego burzliwego przepływu zaproponowano zależność

$$\frac{\alpha_w}{\alpha} = 3,32 A f \left(\frac{\Delta T}{D} \right)^{-0,05} \quad /3.14/$$

Fand i Kaye [11], prowadzili również badania wnikania ciepła od cylindra do powietrza, w polu dźwiękowym w warunkach konwekcji naturalnej. Badany cylinder miał średnicę 19 mm i był umieszczony w polu dźwiękowym o częstotliwości 1100 - 6120 Hz, przy zmianie poziomu ciśnienia dźwięku od 136 do 140 dB. Napędowa różnica temperatur zmieniała się od 0 do 139 K.

Zaproponowano analityczną zależność ujmującą stosunek współczynnika wnikania ciepła w polu dźwiękowym α_d do współczynnika wnikania ciepła w warunkach konwekcji naturalnej mającą postać

$$\frac{\alpha_d}{\alpha} = 2,95 D^{1/4} \Delta T^{1/12} (A f)^{2/3} \quad /3.15/$$

Jeżeli wykona się obliczenia wg zależności /3.14/ i /3.15/ dla tych samych warunków, to z obu równań otrzyma się podobne wartości [12]. Świadczy to o tym, że wzrost współczynnika wnikania ciepła uzyskany od wibracji powierzchni lub od akustycznych drgań nośnika ciepła ma przy pewnych warunkach w przybliżeniu jednakową wartość.

3.7. Wyniki badań V.M. Buznika

W pracy [5] przedstawiono wyniki badań wpływu wibracji na wnikanie ciepła przy wymuszonym ruchu powietrza. Doświadczenia prowadzono na cylindrze o średnicy 20 mm i długości 80 mm. Częstotliwość drgań zmieniano od 0 - 75 Hz, amplitudę od 0 - 10 mm. Powodowało to zmianę liczby Reynoldsa w granicach od $1 \cdot 10^3$ - $2 \cdot 10^4$, którą obliczano z zależności

$$Re_w = \frac{2 \pi f A D}{\nu} \quad /3.16/$$

Wykreślne przedstawienie wyników badań wykazuje, że przy wartościach liczb Reynoldsa $Re_w < 1 \cdot 10^3$ wibracja cylindra nie wpływa na wnikanie ciepła. Przy wzroście $Re_w > 1 \cdot 10^3$ obserwuje się widoczny wzrost wartości współczynnika wnikania ciepła.

Poleca się uogólnioną zależność dla obliczenia współczynnika wnikania ciepła od wibrującego cylindra do strumienia powietrza, mającą zastosowanie dla wszystkich zakresów liczb Re i Re_w objętych badaniami. Za podstawę uogólnienia, przyjęto jako założenie, geometryczne składanie prędkości przepływającego strumienia i ruchu wibrującej powierzchni. W tym przypadku równanie kryterialne zapisano w postaci

$$Nu = C Re_s^n \quad /3.17/$$

gdzie

$$Re_s = \sqrt{Re^2 + Re_w^2}$$

Dane doświadczalne aproksymowano równaniem

$$Nu = 0,0776 Re_s^{0,715} \quad /3.18/$$

Buznik i Bezlomcev [5] podjęli próbę uogólnienia danych doświadczalnych dotyczących wnikania ciepła od cylindra przy jego wirowaniu, wibracji i przy drganiach dźwiękowych nośnika ciepła. Przyjęto zasadę niezależności zjawisk naturalnej i wymuszonej konwekcji oraz zasadę łączenia liczb bezwymiarowych określających wnikanie ciepła. W tym przypadku zależność między wartościami liczb Reynoldsa i liczbą Grashofa przyjęto w postaci

$$Re_s^2 = 0,94 Gr + Re_1^2 + Re_2^2 + \dots \quad /3.19/$$

gdzie

Re_1, Re_2 - oznaczają liczby Reynoldsa obliczone dla obrotu, drgania cylindra itd.

Re_s - sumaryczna liczba Reynoldsa

Wyniki badań wg powyższej metody opracowano we współrzędnych

$$Nu = f / Re_s Pr^{0,5} \quad /3.20/$$

Wykazują one zadowalającą zgodność między sobą w szerokim zakresie zmian $(Re_s Pr^{0,5})$ od $3 \cdot 10^2$ do $5 \cdot 10^5$.

Przyjęto uogólnioną postać równania kryterialnego

$$Nu = 0,32 + 0,32 Re_s^{0,5} Pr^{0,25} + 0,02 Re_s^{0,8} Pr^{0,4} \quad /3.21/$$

3.8. Teoria P.D. Richardsona

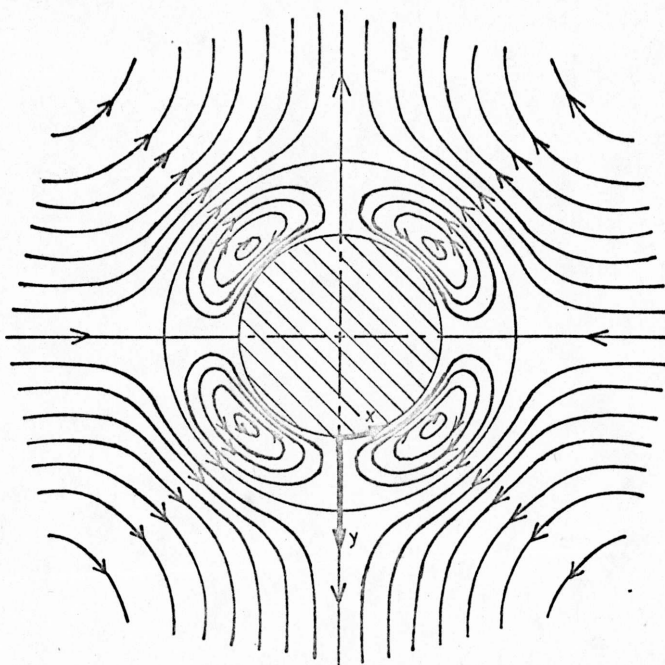
W pracy [46] przedstawiono analizę wnikania ciepła od cylindra poddanego poprzecznej wibracji do płynu w warunkach konwekcji naturalnej. Analizę oparto o pole prędkości w strumieniu akustycznym. Przyjęto, że częstotliwość jest tak mała, że długość fali akustycznej w płynie jest znacznie większa od średni-

cy cylindra. Przedstawiono rozwiązania dla dużych zakresów liczb Prandtla i dla przypadków małych i dużych wartości liczb Reynoldsa. Założono, że siła sprężystości jest tak mała, że może być pominięta. Analizę wnikania ciepła dokonano w oparciu o teorię laminarnej warstwy przyściennej. Przyjęto krzywoliniowy układ współrzędnych, którego początek jest w najniższym punkcie cylindra, oś x umieszczona jest wzdłuż powierzchni, a oś y jest do niej prostopadła.

Pierwsze matematyczne rozwiązanie problemu przepływu oscylującego w sąsiedztwie stałej powierzchni uzyskane przez Schlichtinga w 1932 r. przewiduje istnienie dwóch oddzielnych strumieni w każdej ćwiartce wokół walca (rys. 1). Jeden strumień powstaje w pobliżu ścianki walca tworząc warstwę przyściennej stałego przepływu, natomiast drugi w jego sąsiedztwie dalej od osi. Oba strumienie poruszają się ruchem obrotowym o przeciwnych kierunkach. Przedstawiony na rys.1 promieniowy zasięg wewnętrznego strumienia jest bardzo wyolbrzymiony w porównaniu do rzeczywistej grubości warstwy przyściennej celem lepszego zobrazowania występującego tam przepływu.

Rozwiązując równanie warstwy przyściennej Naviera-Stokesa przez wybór odpowiednich funkcji strumienia, Richardson uzyskał zależności na wnikanie ciepła. Dla przypadku małych wartości liczb Reynoldsa przy założeniu, że grubość cieplnej warstwy przyściennej jest dużo większa od warstwy zmiennego strumienia oraz dużo mniejsza od warstwy zewnętrznej uzyskano zależność:

$$Nu = 0,718 Re_w Pr^{1/2} \left(\frac{3\gamma}{\omega} \right)^{1/2} \frac{1}{R} \quad /3.22/$$



Rys. 1. Model przepływu izotermicznego w pobliżu walca poddanego poprzecznej oscylacji [46].

gdzie

$$Re_w = \frac{A \omega D}{\sqrt{2} \nu}$$

Zależność powyższą uzyskano dla przypadku konwekcji poza warstwą przyścienną.

W wyniku przeprowadzenia analizy dla nieskończenie dużych wartości liczb Prandtla, przyjmując istnienie konwekcji w warstwie przyściennej, uzyskano zależność

$$Nu = 1,36 Re_w^{1/2} Pr^{1/3} (A/R)^{1/4} H^{1/3} \quad /3.23/$$

w której H jest współczynnikiem zależnym od stosunku grubości warstwy przyściennej do średnicy cylindra.

Przeprowadzając analizę dla przypadku konwekcji poza warstwą przyścienną uzyskano dla dużych wartości liczb Reynoldsa

i dla $Pr = 0,72$ zależność

$$Nu = 0,484 \frac{Re_w (3\nu/\omega)^{1/2} Pr^{1/2}}{R (1+0,95 \frac{A}{D})} \quad /3.24/$$

Uzyskane przez Richardsona zależności, jak już wspomniano, dotyczą przypadków kiedy $Re_w^2/Gr \rightarrow \infty$.

W pracy [10] przedstawiono analizę wnikania ciepła od izotermicznego cylindra umieszczonego w poprzecznym polu dźwiękowym do płynu w warunkach konwekcji naturalnej. Uwzględniono wpływ siły sprężystości. Przyjęto krzywoliniowy układ współrzędnych jak w pracy [46], oraz założono, że grubość warstwy przyściennej jest mała w porównaniu z promieniem krzywizny powierzchni. Uzyskano rozwiązanie przez połączenie równań ruchu i energii, co jest słuszne w zakresie bliskim najniższego punktu cylindra. Ograniczono się do przypadku, kiedy długość fali akustycznej jest duża w porównaniu ze średnicą cylindra. Założono, że płyn w sąsiedztwie cylindra jest nieściśliwy. Nieistotne jest w tym przypadku czy płyn jest nieruchomy a oscyluje cylinder czy vice versa.

Rozwiązanie równań ruchu i energii uzyskano przez doprowadzenie ich do postaci pięciu równań różniczkowych zwyczajnych, a następnie, rozwiązano metodą Runge - Kutta czwartego rzędu. Uzyskano rozwiązanie dla poziomego i pionowego pola dźwiękowego, dla liczby $Pr = 0,7$. Pewne rozwiązania wykonano również dla liczby $Pr = 2,85$. Wyniki rozwiązań przedstawiono w formie wykresnej i tabelarycznej.

Autorzy [10] sugerują, że istnieje możliwość poszukiwania dowodów doświadczalnych dotyczących warunków bardzo bliskich do analizowanych. Doświadczenia powinny być prowadzone przy oscylacji cylindra o dużej średnicy z względnie niską częstotliwością. Proponowany jest cylinder o promieniu równym około 0,1 m oscylujący w powietrzu z częstotliwością 50 - 100 Hz. Użycie cylindra o takim promieniu spowoduje zredukowanie wartości A/D dla danego A i zwiększy liczbę Grashofa dla danej temperatury.

3.9. Teoria B.J. Davidsona

W pracy [9] uzyskano teoretyczne wyniki na wnikanie ciepła od wibrującego cylindra do lepkiej cieczy. Przyjęto założenia, że amplituda wibracji przyjmuje małe wartości w porównaniu ze średnicą cylindra. Rozważania prowadzono dla przypadków małych i dużych wartości liczb Reynolda, obejmując również szeroki zakres liczb Prandtla. Analizę oparto o istnienie pola prędkości w strumieniu akustycznym, wywołanym wibracją cylindra, który drga w sposób ustalony. Wybrano jednak układ w którym cylinder o promieniu R jest w spoczynku, a otaczający go płyn poddawany jest poprzecznej wibracji. Założono, że płyn jest nieściśliwy, a przepływ laminarny. Ograniczono się do przypadku małej różnicy temperatur między ścianą cylindra a otaczającym płynem oraz przypadku, gdzie długość fali jest duża w porównaniu z promieniem cylindra.

Przyjęto, że dla cylindra o promieniu R poddanego wibracji z prędkością $A_{\infty} \cos \omega t$ w płynie o kinematycznym współczynniku lepkości ν i dyfuzyjności cieplnej K , ważne są cztery wymiary. Wymiar geometryczny R , amplituda wibracji A_{∞}/ω , wymiar lepkości

ci $(\nu/\omega)^{1/2}$ i analogiczny wymiar dyfuzyjności $(K/\omega)^{1/2}$. Dla tych wymiarów utworzono trzy niezależne parametry ξ , M i Pr , które charakteryzują właściwości ruchu i przekazywanie ciepła.

$$\xi = A_\infty / \omega R, \quad M = (\omega R^2 / \nu)^{1/2}, \quad Pr = \nu / K$$

Ograniczono się do przypadku gdy $\xi \ll 1$.

Równania ruchu i energii rozwiązano metodą numeryczną stosując technikę różnic skończonych. Wybrano cylindryczny układ współrzędnych pokrywający się z osią cylindra.

Zależności określające wnikanie ciepła od cylindra przedstawiono w formie równań bezwymiarowych. Dla przypadku, gdy liczba Reynoldsa $Re_s = A_\infty^2 / \omega \nu \ll 1$, zależność określająca wnikanie ciepła uzyskana przy pierwszym przybliżeniu jest następująca

$$Nu = \left(\frac{96}{\pi^3} \right)^{1/2} / Pr Re_s^{1/2} \quad /3.25/$$

Kończowym rozwiązaniem równania jest zależność

$$Nu = \left(\frac{96}{\pi^3} \right)^{1/2} (Pr Re_s)^{1/2} \left\{ 1 - \left(\frac{\pi}{24} \right)^{1/2} (Pr Re_s)^{-1/2} + \varnothing \left[(Pr Re_s)^{-1} \right] \right\} /3.26/$$

W przypadku wnikania ciepła przy bardzo dużych wartościach liczb Prandtla otrzymano zależność

$$Nu = \xi^{-1} Re_s^{1/2} (Pr \xi^2)^{1/3} \left\{ 1,30 - 0,30 / \xi^2 Pr^{-1/3} + \varnothing \left[(\xi^2 Pr)^{-2/3} \right] \right\} \quad /3.27/$$

Dla przypadku gdy liczba Reynoldsa $Re_s \gg 1$ i liczba Prandtla $Pr \gg 1$, rozwiązując numerycznie równanie podstawowe otrzymano zależność

$$Nu = Re_s^{1/2} Pr^{1/2} \left[\left(\frac{96}{Pr^3} \right)^{1/2} - 0,26 Pr^{-1/2} + \varnothing (Pr^{-1}) \right] \quad /3.28/$$

Natomiast dla bardzo małych liczb Prandtla uzyskano zależność

$$\frac{Nu}{Re_s^{1/2}} = 2,71 Pr - 5,51 Pr^2 + \varnothing (Pr^3) \quad /3.29/$$

3.10. Wyniki badań R. Hsieha i G.F. Marstersa

Hsieh i Marsters [20] badali wnikanie ciepła od układu pięciu cylindrów poddanych wibracji do powietrza w warunkach konwekcji naturalnej. Cylindry o średnicy $D = 10,5$ mm ułożone były poziomo i tworzyły w pionie jedną płaszczyznę. Odległość między nimi wynosiła $2D$ i $4D$. Częstotliwość drgań zmieniano w granicach od $20 - 51$ Hz, natomiast intensywność wibracji od $0 - 0,184$ m/s.

Stwierdzono, że współczynniki wnikania ciepła od dolnych cylindrów/przy odległości między nimi wynoszącej $2D$ / wykazują w przybliżeniu podobne zachowanie. Najniższy cylinder ulega największym wpływom wibracji oraz wykazuje najmniejszy wpływ na wzajemne oddziaływanie niż pozostałe cylindry.

Zachowanie najniższego cylindra tłumaczone jest następująco: cylinder ten omywa zimny płyn przy ruchu w dół i ciepły przy ruchu w górę. Wyższe cylindry poruszają się w ciepłym płynie niezależnie od kierunku ruchu. Im cylinder znajduje się wyżej tym temperatura płynu jest wyższa. W wyniku tego, wyższe cylindry wykazują znaczne obniżenie współczynnika wnikania ciepła w porównaniu z cylindrem najniższym. Współczynnik wnikania ciepła od najwyższego cylindra wzrasta szybciej przy wzroście intensywności wibracji niż cylindrów niższych.

Dla warunków doświadczeń określonych w pracy wibracja układu powoduje zwiększenie współczynnika wnikania ciepła ponad 54 %.

3.11. Wyniki badań W.W. Carra i W.Z. Blacka

W pracy [6], przedstawiono wyniki pomiarów lokalnych chwilowych współczynników wnikania ciepła od izotermicznego cylindra, wibrującego sinusoidalnie w płaszczyźnie poziomej, do powietrza, w warunkach konwekcji naturalnej. Użyto powleczonego złotem miedzianego cylindra mającego średnicę 25 mm i długość 0,303 m.

Badano następujące zakresy parametrów:

$$2,44 \cdot 10^4 \leq Gr \leq 7,60 \cdot 10^4$$

$$0 \leq \frac{A}{D} \leq 1,78 \quad A = 3,1 - 43,8 \text{ mm}$$

$$0 \leq Re_w \leq 660 \quad f = 0,6 - 10,8 \text{ Hz}$$

gdzie

$$Re_w = \frac{4A f D}{\nu}$$

Powyższy zakres zmienności liczby Grashofa odpowiada w większości przypadków temperaturze 14 °C. Zakres zmienności liczby Reynoldsa odpowiada iloczynowi $(A f) = 0,11 \text{ m/s}$.

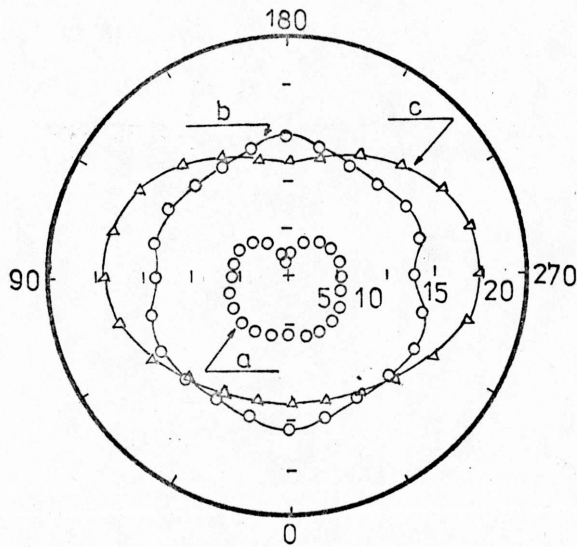
Chwilowe lokalne liczby Nusselta $Nu / \theta, \psi$ mierzono dla siedmiu kątowych pozycji ψ podczas cyklu oscylacji i dla 24 kątowych pozycji θ wokół powierzchni cylindra licząc od geometrycznej dolnej tworzącej oznaczonej jako $\theta = 0$. Wzrost wartości $Nu / \theta, \psi$ był większy w pobliżu ekstremum oscylacji, nato-

miast w pobliżu środkowego cyklu oscylacji był znacznie mniejszy. W niektórych przypadkach uzyskano chwilowe lokalne zwiększenie wartości współczynnika wnikania ciepła o 1400 % i chwilowe lokalne zmniejszenie o 80 %. Największe chwilowe zwiększenie wartości współczynnika wnikania ciepła wynoszące 240 % uzyskano w momencie, gdy największe chwilowe zmniejszenie wynosiło 4 %.

Analizując otrzymane dane, wyciągnięto wniosek, że przy dużych stosunkach A/D ruch poziomy cylindra powoduje, że cylinder przekracza znacznie warstwę przyścienną dla konwekcji naturalnej. Stwierdzono również, że zwiększenie wartości Re_w powoduje zwiększenie wartości chwilowych liczb Nusselta Nu/ψ / dla wszystkich ψ w porównaniu z przypadkiem konwekcji naturalnej, ale największe zwiększenie występuje gdy wartość ψ jest równa 90° .

Średnie wartości lokalnej liczby Nusselta określono przez uśrednienie dwunastu chwilowych lokalnych liczb Nusselta podczas jednego cyklu oscylacji /rys. 2/. Dla wartości $A/D > 0,25$ nie stwierdzono istnienia krytycznej intensywności wibracji, określonej w pracy [12] dla $(Af) = 0,10$ m/s, przy przekroczeniu której wibracja miała dopiero wpływać na wnikanie ciepła. Stwierdzono, natomiast że średnie wartości liczby Nusselta zwiększają się stopniowo w miarę jak prędkość wibracji rośnie od zera. Krytyczną wartość zaobserwowano dla wartości $A/D = 0,125$ i $0,25$.

Uzyskano zależność dla średnich wartości liczb Nusselta, którą wyrażono jako sumę liczb Nusselta dla konwekcji naturalnej i oscylacji.



Rys. 2. Wartości lokalnych liczb $Nu / \theta /$ dla różnych pozycji θ wokół powierzchni cylindra; a/ dla konwekcji naturalnej, b/ dla $A/D = 0,41$; $Gr = 2,5 \cdot 10^4$ i $Re_w = 660$, c/ dla $A/D = 1,78$, $Gr = 2,5 \cdot 10^4$ i $Re_w = 610$.

$$Nu = Nu_n + Nu_o \quad /3.30/$$

Po oszacowaniu stałych metodą najmniejszych kwadratów oraz po przyjęciu stałej liczby Prandtla, co jest słuszne dla powietrza w badanym zakresie temperatur, otrzymano następującą końcową postać równania

$$\frac{Nu}{Nu_n} = 1 + \frac{Nu_o}{Nu_n} = 1 + \phi \quad /3.31/$$

gdzie

$$\phi = 0,168 \left(\frac{A}{D}\right) \left[-32,3 + 33,3 \left(\frac{A}{D} Re_w\right)^{-0,01} \right] \left(\frac{A}{D} Re_w\right)^{1,09} Gr^{-0,452}$$

$$/3.32/$$

4. WNIOSKI Z PRZEGLĄDU LITERATURY ORAZ CEL I ZAKRES PRACY

Określeniem zależności wpływu wibracji i drgań dźwiękowych na proces wnikania ciepła poświęcona jest znaczna liczba prac. Z uwagi na brak w kraju badań nad tym zagadnieniem oraz brak publikacji w języku polskim, starano się przedstawić w miarę szeroko istniejące w świecie opracowania, aby umożliwić czytelnikowi zapoznanie się z interesującym problemem. Z zestawionych prac wynika, że doświadczenia prowadzono na obiektach różnych rozmiarów i w różnych zakresach zmian istotnych w tych badaniach parametrów. Biorąc pod uwagę badania prowadzone przez poszczególnych badaczy, dotyczą one wąskiego zakresu zmian parametrów i obejmują w głównej mierze zakres badań dla niskich częstotliwości wibracji i znacznych amplitud. W pracy [34] amplituda drgań przewyższała nawet kilkakrotnie średnicę drutu i dlatego tutaj można raczej mówić o okresowym ruchu drutu niż o jego wibracji. Należy również przypuszczać, że dla tak cienkich drutów dla jakich prowadzono badania, amplituda na ich długości musiała ulegać znacznym zmianom, w konsekwencji czego otrzymano pewne uśrednione dane.

Zupełny brak jest natomiast badań, dla zakresu niskich stosunków amplitudy drgań do średnicy cylindra, przy znacznie wyższych częstotliwościach drgań, a więc zakresu częściej spotykanego^w praktyce.

Uzyskane dane doświadczalne opracowywano w zasadzie w postaci tradycyjnych zależności typu

$$Nu = f/Re_w, Pr, Gr/$$

gdzie liczba Reynoldsa charakteryzująca wibrację przybiera różne postacie. W pracach [6],[10],[29],[35] wprowadzono również do zależności stosunek amplitudy drgań do średnicy cylindra. W dostępnych autorowi pracach brak jest zamieszczonych wyników pomiarów /poza nielicznymi wyjątkami/, co uniemożliwia dokonania ich analiz oraz uogólnień, a w większości przypadków nawet opisów stanowisk badawczych. Przytoczone prace teoretyczne [9],[10],[46] dotyczące rozpatrywanego zjawiska posiadają znaczne uproszczenia jak: ciecz nieściśliwą a przepływ laminarny, i obejmują przypadki, w których amplituda drgań przyjmuje małe wartości w porównaniu ze średnicą cylindra. W pracy [9] postawiono sobie za cel uzyskanie wyników teoretycznych dotyczących wnikania ciepła od cylindra do cieczy przy jego drganiach, ale do rozwiązania zagadnienia tak postawionego przyjęto układ odniesienia, w którym cylinder jest w spoczynku, a nieograniczony płyn poddawany jest poprzecznej wibracji. Założenie to jest oczywiście słuszne dla cieczy idealnej, jednak w praktyce mamy do czynienia z cieczami rzeczywistymi, gdzie zasada względności opływów ulega ograniczeniu, Siła, jaką wywiera płynący strumień cieczy rzeczywistej na nieruchome ciało stałe jest większa od oporu, jakiego doznaje ciało poruszające się z tą samą prędkością w nieruchomej cieczy. Jest to paradoks Dubuata.

Choć prace teoretyczne posiadają znaczne uproszczenia uznać je należy jednak za bardzo cenne, gdyż podejmują próbę wyjaśnienia procesów wnikania ciepła przy wibracji powierzchni oraz w warunkach drgań nośnika ciepła w oparciu o podstawowe równania wymiany ciepła.

Martinelli i Boelter [5] oraz Fand i Peebles [12] zaobserwowali istnienie "krytycznej intensywności wibracji" powyżej której wartość współczynnika wnikania ciepła znacznie się zwiększa, czego nie stwierdzono w pracy [6], gdzie prowadzono badania wpływu wibracji na lokalne chwilowe współczynniki wnikania ciepła. Większy wpływ amplitudy drgań na współczynnik wnikania ciepła w porównaniu z częstotliwością stwierdzono w pracy [47].

Buznik i Bezlomcev [5] zakładają, że mechanizm wnikania ciepła w polu dźwiękowym i przy wibracji powierzchni zasadniczo nie różni się od zwykłego mechanizmu wnikania ciepła w warunkach ruchu wymuszonego i naturalnej konwekcji. Przyjmując takie założenie proponują uogólnioną zależność dotyczącą wnikania ciepła od cylindra do płynu przy jego wirowaniu, wibracji i przy drganiach dźwiękowych nośnika ciepła. Traktują oni liczbę Reynoldsa jako wielkość wektorową, której składnikami są liczby Reynoldsa charakteryzujące wibrację, wirowanie i drgania dźwiękowe nośnika ciepła. Formalne sumowanie wektorów tych liczb nie znajduje jednak uzasadnienia na gruncie fizyki.

W pracy [29], wykorzystując badania własne oraz innych badaczy, określono uogólnioną zależność ujmującą wnikanie ciepła od cylindra do płynu dla zakresu $2A/D > 0,1$. Zależność tę trudno jest jednak uznać za zadowalającą i ostateczną, ponieważ daje dość znaczne rozbieżności w porównaniu z innymi wynikami badań. Wyniki badań, zamieszczone w pracy [35], nie zgadzają się z powyższą zależnością w granicach do 45 % /są one wyższe/. Nawet wyniki badań autorów przedstawione w formie wykresu w pracy [30] dają wartości znacznie odbiegające od uzyskanych dla tych samych założeń ze wzoru. Z wykresu odczytać można wartości niższe nawet o ponad 100 %.

Należy tutaj podkreślić, że różnice w wartościach pomiędzy wynikami uzyskanymi przez różnych autorów wskazują na trudności badawcze jakie występują przy rozpatrywaniu zagadnienia. W wyniku analizy zależności empirycznych uzyskanych przez poszczególnych badaczy trudno jest oddać pierwszeństwo jednej z nich na skutek ich rozbieżności. Wynika to z tego, że w większości przypadków doświadczenia prowadzono w bardzo wąskim zakresie zmian parametrów oraz, że do obecnej chwili nie ma pewnych teoretycznych zależności.

Uwzględniając powyższe wnioski, przyjęto jako cel pracy określenie wpływu wibracji na wnikanie ciepła od cylindra do cieczy w warunkach konwekcji naturalnej w zakresie małej wartości stosunku amplitudy drgań do średnicy cylindra $A/D < 0,05$ oraz przy stosunkowo wysokich częstotliwościach drgań $80 < f < 165$ Hz. Przyjęto cylinder umieszczony poziomo drgający w płaszczyźnie pionowej. Osiągnięcie zamierzonego celu wymaga przede wszystkim:

1. Ustalenia zmiennych wielkości fizycznych charakteryzujących wnikanie ciepła przy wibracji oraz rządzących nimi praw.
2. Wyprowadzenia przy pomocy analizy wymiarowej uogólnionego kryterialnego równania ujmującego współczynnik wnikania ciepła przy wibracji α_w .
3. Eksperymentalnego przebadania ilościowego wpływu istotnych parametrów na wartość współczynnika wnikania ciepła przy wibracji α_w , jak : amplitudy drgań A , częstotliwości f , średnicy cylindra D i własności fizycznych cieczy. Zrealizowanie powyższego celu wymaga zbudowania stanowiska badawczo-pomiarowego.

4. Aproksymowania danych doświadczalnych w wygodną do stosowania w praktyce formułę.
5. Oceny wpływu poszczególnych parametrów na współczynnik wnikania ciepła α_w .
6. Oceny dokładności przeprowadzonych badań.

5. WYPROWADZENIE RÓWNANIA KRYTERIALNEGO OKREŚLAJĄCEGO WSPÓŁCZYNNIK WNIKANIA CIEPŁA PRZY WIBRACJI

5.1. Uzasadnienie przyjętej metodyki

Jak wiadomo, równania różniczkowe opisujące konwekcyjne przenoszenie ciepła należą do najtrudniejszej klasy równań w fizyce teoretycznej i rozwiązanie ich możliwe jest tylko dla małej ilości prostych przypadków przy założeniach upraszczających. Zagadnienie komplikuje się jeszcze bardziej gdy dodatkowo mamy do czynienia z drganiami elementu oddającego ciepło. W tym przypadku rozpatrywane zjawisko jest na tyle złożone, warunki jednoznaczności /brzegowe/ trudne do określenia, że sformułowanie modelu matematycznego bez dodatkowych uproszczeń jest raczej niemożliwe. Uniemożliwia to zastosowanie metody podobieństwa, gdyż trudno jest powiedzieć coś o podobieństwie zjawisk. Można jedynie wykorzystać wniosek tej metody który mówi, że sformułowanie modelu matematycznego można podać w postaci związku funkcyjnego między liczbami bezwymiarowymi /niezmiennikami zależnymi i niezależnymi/. Ponieważ w rozpatrywanym przypadku możemy określić charakterystyczne zmienne fizyczne zjawiska w oparciu o istniejące informacje literaturowe, wydaje się celowe zastosowanie analizy wymiarowej. Analiza wymiarowa pozwoli nam na opis zjawiska w postaci związku między liczbami bezwymiarowymi w ilości mniejszej od liczby zmiennych, a więc przy znacznie mniejszej liczbie badań pozwala lepiej poznać dane zjawisko.

5.2. Określenie wpływu konwekcji naturalnej i wymuszonej na wnikanie ciepła

Aby określić wpływ konwekcji naturalnej i wymuszonej na sumaryczne wnikanie ciepła należy poznać wzajemną zależność między przepływem swobodnym i wymuszonym. Można to uczynić wychodząc z równania ruchu płynu Naviera-Stokesa.

Dynamiczne równanie/ruchu płynu Naviera-Stokesa w postaci wektorowej ma postać

$$\frac{d\bar{w}}{d\tau} = \bar{q} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \frac{1}{3} \frac{\eta}{\rho} \text{grad div } \bar{w} + \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \bar{w} \quad /5.1/$$

W przypadku płynu nieściśliwego

$$\rho = \text{const.}, \quad \text{div } \bar{w} = 0$$

i wówczas równanie upraszcza się do postaci

$$\frac{d\bar{w}}{d\tau} = \bar{q} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \bar{w} \quad /5.2/$$

Zakładając, dalej, że ruch płynu zachodzi tylko pod działaniem siły unoszenia i jest jednostajny i ustalony, a płyn jest nieściśliwy równanie przyjmie postać

$$-\frac{1}{\rho} \text{grad } p = \frac{d\bar{w}}{d\tau} \quad /5.3/$$

W przypadku układu jednowymiarowego

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = w_x \frac{dw_x}{dx} \quad /5.4/$$

Całkując obustronnie

$$-\frac{1}{\rho} p = \frac{1}{2} w_x^2 \quad \text{czyli} \quad w_x^2 = \frac{2p}{\rho} \quad /5.5/$$

Hobler [18] podaje, że jeżeli w naczyniu połączonym założymy istnienie słupa, np. cieczy o wysokości h i temperaturze t_2 , podczas gdy reszta naczynia wypełniona będzie tym samym czynnikiem o temperaturze t_1 , to wytworzy się różnica ciśnień

$$p = h \beta \Delta T g \rho_2 \quad /5.6/$$

Wstawiając tę wartość do równania /5.5/ otrzymamy

$$w_x^2 = 2h \beta \Delta T g \quad /5.7/$$

Mnożąc lewą i prawą stronę równania przez h^2/ν^2 otrzymamy

$$\left(\frac{w_x h}{\nu}\right)^2 = 2 \frac{g \beta \Delta T h^3}{\nu^2} \quad /5.8/$$

tj.

$$Re_x^2 = 2 Gr_x \quad /5.8a/$$

Przechodząc do średnich wartości na długości otrzymamy

$$w = \frac{1}{l} \int_0^l \sqrt{2g \beta \Delta T x} dx = \frac{2\sqrt{2}}{3} \sqrt{g \beta \Delta T l} \quad /5.9/$$

i odpowiednio

$$Re = 0,94 Gr^{0,5} \quad /5.10/$$

czyli

$$Re^2 = 0,89 Gr \quad /5.10a/$$

Zależność powyższa pokazuje związek między przepływem swobodnym i wymuszonym nośnika ciepła. Biorąc pod uwagę zależność /5.10a/ oraz to, że w równaniu precyzującym liczbę Nusselta przy poprzecznym opływie cylindra w warunkach konwekcji naturalnej liczba Grashofa występuje w potęgce 0,25, natomiast w analogicznym równaniu dla konwekcji wymuszonej liczba Reynoldsa

występuje w potęgze 0,60 [18],[41], można wyciągnąć wniosek, że w przypadku wnikania ciepła przy jednoczesnym działaniu konwekcji naturalnej i wymuszonej, dla zakresu $Re^2 > Gr$, wpływ konwekcji naturalnej na sumaryczną wartość oddawanego ciepła będzie nieznaczny. Przy wnikaniu ciepła w warunkach wibracji wykładnik potęgowy przy liczbie Re_w w równaniach precyzujących liczbę Nusselta jest równy lub większy od 0,60 [5], [24], co tym bardziej świadczy o nieznacznym wpływie konwekcji naturalnej na sumaryczną wartość oddawanego ciepła. Potwierdzają to wyniki badań Fanda i Keswaniego [14], dotyczące wnikania ciepła od poziomego cylindra do wody przy jednoczesnym działaniu konwekcji naturalnej i wymuszonej. Poprzecznie opływany poziomy cylinder miał średnicę 12,5 mm. Wykazano, że dane dotyczące wnikania ciepła mogą być przedstawione w czterech zakresach w zależności od iloczynu $(Gr Re^{-2})$. W pierwszym zakresie określonym nierównością $(Gr Re^{-2}) < 0,5$, dominującą w mechanizmie wnikania ciepła okazuje się konwekcja wymuszona i tutaj z nieznacznym błędem /mniejszym niż 5 %/ mogą być wykorzystywane wcześniej otrzymane równania dla konwekcji wymuszonej. W drugim zakresie gdzie $0,5 < Gr Re^{-2} < 2$ dominująca przy wnikaniu ciepła pozostaje jeszcze konwekcja wymuszona i w tym zakresie wpływ konwekcji naturalnej na ogólny współczynnik wnikania ciepła wynosi do 10 %. Zakres trzeci określony nierównością $2 < Gr Re^{-2} < 40$ przedstawia strefę, w której wpływ naturalnej i wymuszonej konwekcji jest podobny. Zakres czwarty dla $Gr Re^{-2} > 40$ przedstawia obszar w którym przeważają wpływy konwekcji naturalnej.

5.3. Ustalenie zmiennych wielkości fizycznych charakteryzujących wnikanie ciepła przy wibracji

Przy wibracji drgania cylindra w zasadniczy sposób oddziałują na warstwę przyścienną cieczy, czyli przekazywanie ciepła do cieczy odbywać się będzie na zasadzie konwekcji wymuszonej i częściowo naturalnej. Ponieważ w rozpatrywanym zakresie badawczym Re_w^2 będzie znacznie większa do Gr , wpływ konwekcji naturalnej będzie znikomy co wykazano w punkcie 5.2. Wobec tego proces może być scharakteryzowany przez następujące wielkości fizyczne:

amplitudę drgań A , m

częstość kątową ω , s^{-1}

średnicę cylindra D , m

gęstość ośrodka ρ , $kg\ m^{-3}$

dynamiczny współ. lepkości η , $kg\ m^{-1}\ s^{-1}$

ciepło właściwe ośrodka c_p , $m^2\ s^{-2}\ K^{-1}$

współczynnik przewodzenia ciepła λ , $kg\ m\ s^{-3}\ K^{-1}$

współczynnik wnikania ciepła α , $kg\ s^{-3}\ K^{-1}$

5.5. Wyprowadzenie zupełnego zespołu wyrażeń bezwymiarowych

Przyjmując, za jednostki podstawowe, jednostki układu SI możemy w odniesieniu do wybranych zmiennych zapisać następującą macierz wymiarową

		L	M	T	K
		Y_1	Y_2	Y_3	Y_4
(D)	Z_1	1	0	0	0
(ρ)	Z_2	-3	1	0	0

$$\begin{array}{l}
 (\gamma) \quad Z_3 \quad -1 \quad 1 \quad -1 \quad 0 \\
 (\delta) \quad Z_4 \quad 0 \quad 1 \quad -3 \quad -1 \\
 (\omega) \quad Z_5 \quad 0 \quad 0 \quad -1 \quad 0 \\
 (\lambda) \quad Z_6 \quad 1 \quad 1 \quad -3 \quad -1 \\
 (c_p) \quad Z_7 \quad 2 \quad 0 \quad -2 \quad -1 \\
 (A) \quad Z_8 \quad 1 \quad 0 \quad 0 \quad 0
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} \\ \\ \\ \\ \\ \\ \end{array}} \right\} /5.17/$$

Macierz wymiarową zapisano tak, aby jej pierwsza podmacierz kwadratowa była tzw. nieosobliwą macierzą dolną trójkątną. Z podmacierzy tej złożonej z pierwszych czterech wierszy mamy

$$\begin{array}{l}
 Z_1 = Y_1 \\
 Z_2 = -3Y_1 + Y_2 \\
 Z_3 = -Y_1 + Y_2 - Y_3 \\
 Z_4 = Y_2 - 3Y_3 - Y_4
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} \\ \\ \\ \end{array}} \right\} /5.18/$$

czyli

$$\begin{array}{l}
 Y_1 = Z_1 \\
 Y_2 = Z_2 + 3Z_1 \\
 Y_3 = -Z_2 - Z_1 + Z_2 + 3Z_1 = -Z_3 + Z_2 + 2Z_1 \\
 Y_4 = -Z_4 + Z_2 + 3Z_1 + 3Z_3 - 3Z_2 - 6Z_1 = -Z_4 + 3Z_3 - 2Z_2 - 3Z_1
 \end{array}$$

W dalszej kolejności można już podać następne wiersze jako funkcje zmiennych Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 .

$$\begin{array}{l}
 Z_5 = -Y_3 = Z_3 - Z_2 - 2Z_1 \\
 Z_6 = Y_1 + Y_2 - 3Y_3 - Y_4 = Z_1 + Z_2 + 3Z_1 + 3Z_3 - 3Z_2 - 6Z_1 - Z_4 - 3Z_3 + 2Z_2 + 3Z_1 = \\
 \quad = Z_4 + Z_1 \\
 Z_7 = 2Y_1 - 2Y_3 - Y_4 = 2Z_1 + 2Z_3 - 2Z_2 - 4Z_1 + Z_4 - 3Z_3 + 2Z_2 + 3Z_1 = Z_4 - Z_3 + Z_1 \\
 Z_8 = Y_1 = Z_1
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} \\ \\ \\ \\ \end{array}} \right\} /5.19/$$

Ponieważ Z_1 oznaczają logarytmy wymiarów poszczególnych wielkości fizycznych otrzymamy następujące bezwymiarowe iloczyny potęg wielkości

$$\begin{aligned} P_5 &= \frac{\omega \rho D^2}{\eta} \\ P_6 &= \frac{d D}{\lambda} \\ P_7 &= \frac{c_p \eta}{\alpha D} \\ P_8 &= \frac{A}{D} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} P_5 \\ P_6 \\ P_7 \\ P_8 \end{aligned}} \right\} /5.20/$$

Korzystając z faktu, że dowolny iloczyn potęg liczb bezwymiarowych jest także liczbą bezwymiarową mamy

$$P_7' = P_6 \cdot P_7 = \frac{d D}{\lambda} \cdot \frac{\eta c_p}{\alpha D} = \frac{c_p \eta}{\lambda} \quad /5.21/$$

$$P_5' = P_5 \cdot P_8 = \frac{\omega \rho D^2}{\eta} \cdot \frac{A}{D} = \frac{\omega A \rho D}{\eta}$$

Otrzymano więc następujące kryteria podobieństwa

$$\frac{d D}{\lambda} = Nu, \quad \frac{\omega A \rho D}{\eta} = Re_w \quad /5.22/$$

$$\frac{\eta c_p}{\lambda} = Pr, \quad \text{oraz} \quad \frac{A}{D} = G$$

Zależność określającą wnikania ciepła przy wibracji należy szukać w postaci

$$Nu = b_1 \left(\frac{A}{D}\right)^{b_2} Re_w^{b_3} Pr^{b_4} \quad /5.23/$$

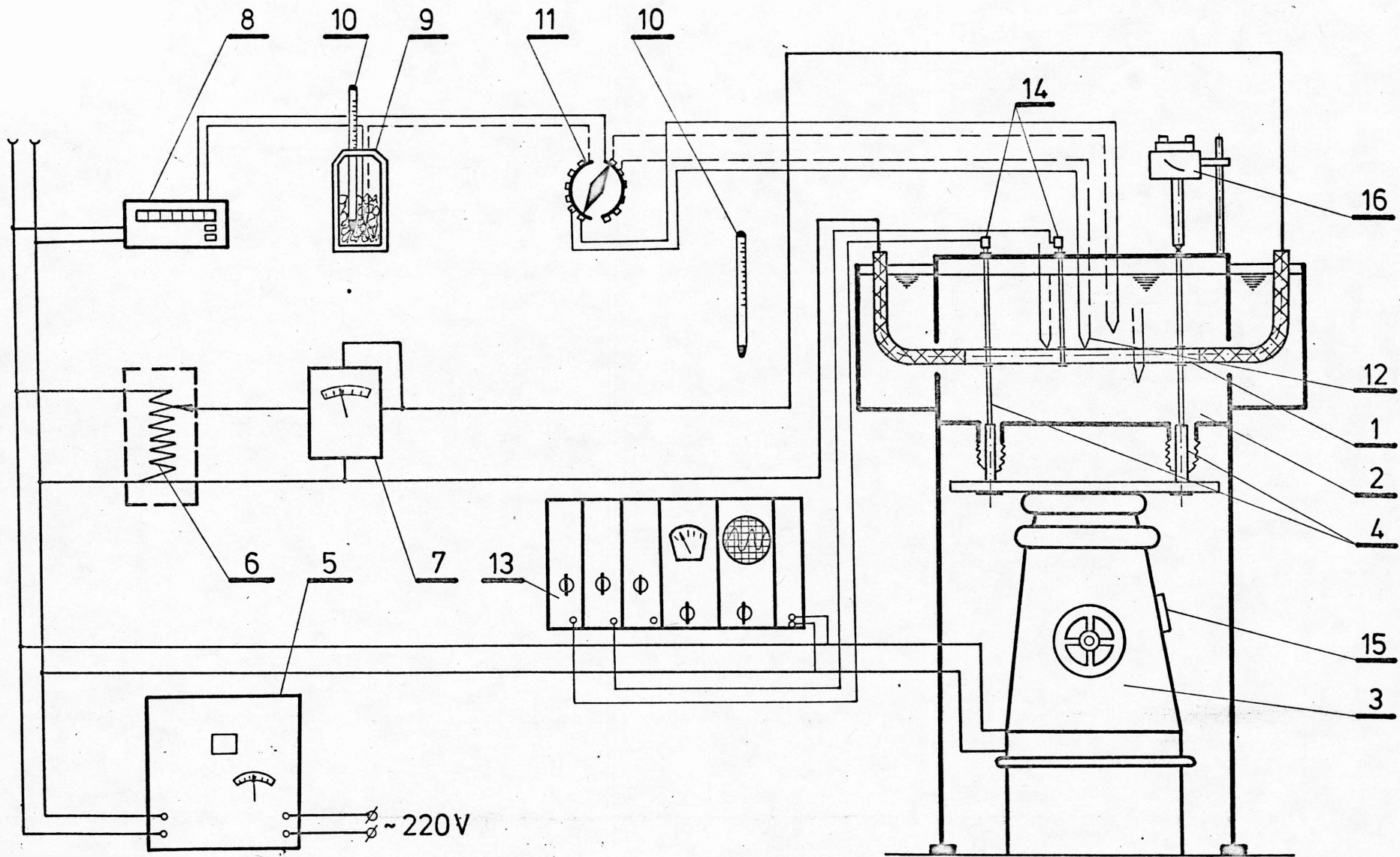
6. STANOWISKO DO BADAŃ DOŚWIADCZALNYCH WNIKANIA CIEPŁA

6.1. Opis stanowiska badawczo-pomiarowego

Badania wnikania ciepła od wibrującego cylindra do cieczy przeprowadzono na stanowisku badawczo-pomiarowym, którego schemat przedstawiono na rys. 3, a widok ogólny na rys. 4. Stanowisko to zostało zbudowane specjalnie dla prowadzonych badań. Badany cylinder 1 umieszczono w zbiorniku z cieczą 2, który przedzielony był na trzy części. Zasadnicze pomiary prowadzono w części środkowej, natomiast dwie komory boczne służyły do doprowadzenia przewodów zasilających układ grzejny zainstalowany wewnątrz cylindra oraz odprowadzenia przewodów termometrów termoelektrycznych 12, mierzących temperaturę ścianki cylindra. Wymiary części środkowej zbiornika wynosiły: długość 0,54 m, szerokość 0,44 m, wysokość 0,45 m. Temperaturę otaczającej cieczy mierzono również termometrami termoelektrycznymi 12. Siłę termoelektryczną termometrów mierzono miliwoltomierzem cyfrowym 8. Stosowano termometry termoelektryczne płaszczone Fe-Ko produkcji NRD o średnicy płaszcza 0,5 i 1,0 mm. Zastosowanie przełącznika wielopunktowego 11 umożliwiło odczyt siły termoelektrycznej wszystkich zainstalowanych termometrów na jednopunktowym miliwoltomierzu cyfrowym 8. Spoiny odniesienia umieszczono w termosie z topniejącym lodem /273,15 K/.

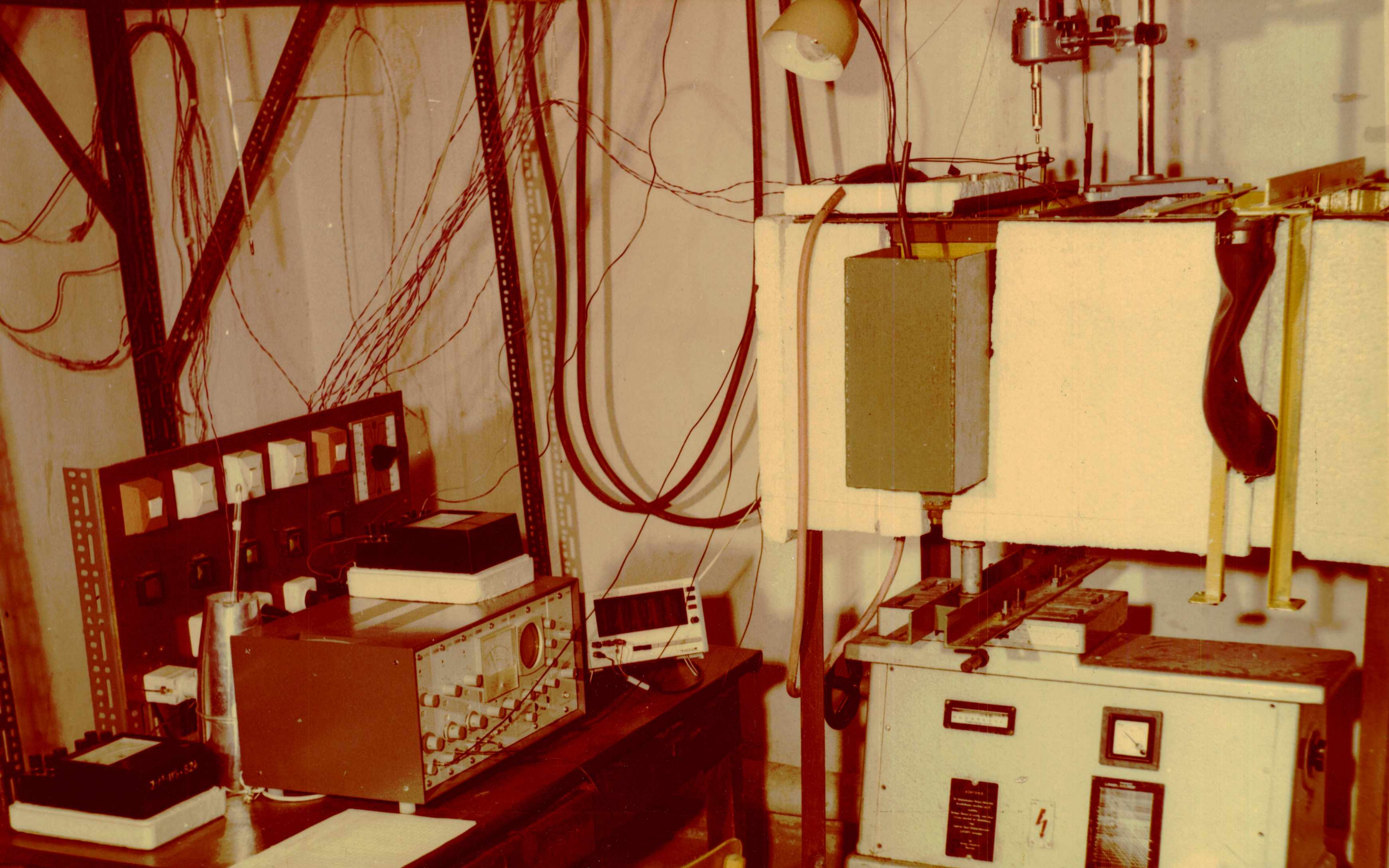
Regulacji dopływu mocy do układu grzejnego zainstalowanego wewnątrz cylindra dokonywano autotransformatorem 6, natomiast pobór mocy odczytywano na watomierzu 7.

Badany cylinder wprowadzano w drgania wstrząsarką stołową 3 typ ST-300 produkcji NRD, która umożliwiała zarówno zmianę am-



Rys.3

Rys. 1. Schemat stanowiska badawczo-pomiarowego wnikania ciepła przy wibracji: 1 - badany cylinder, 2 - zbiornik z cieczą, 3 - wstrząsarka stożowa, 4 - podpory cylindra, 5 - stabilizator napięcia, 6 - autotransformator, 7 - watomierz, 8 - miliwoltomierz cyfrowy, 9 - termos z topniejącym lodem, 10 - termometry rtęciowe, 11 - przełącznik wielopunktowy, 12 - termometry termoelektryczne, 13 - wibrometr elektroniczny, 14 - piezoelektryczny czujnik przyspieszenia, 15 - miernik częstotliwości, 16 - tas-tograf.



plitudy jak i częstotliwości drgań. Na stole wstrząsarki umieszczono belkę, z której wyprowadzono dwie podpory 4 przechodzące przez otwory w dnie zbiornika, do których przytwierdzono badany cylinder. Szczelność i elastyczność przejścia podpór przez dno zbiornika zapewniały gumowe króćce.

Zaprojektowano również konstrukcję wsporczą widoczną w prawej części zbiornika /rys. 4/ umożliwiającą przytwierdzenie badanych cylindrów od góry. W tym przypadku, poza dwoma podporami mocującymi cylinder, zastosowano jeszcze dwa pręty dystansowe łączące cylinder z górną belką poziomą, celem uzyskania analogicznych drgań cylindra i belki. Konstrukcja ta była wygodniejsza przy badaniach prowadzonych w oleju i metanolu oraz zapewniała minimalne zmiany amplitudy drgań na długości cylindra.

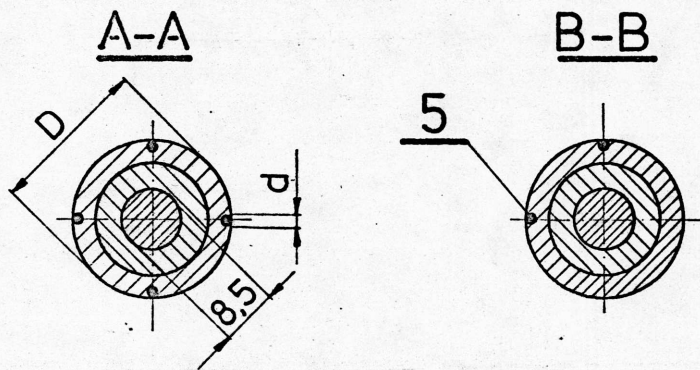
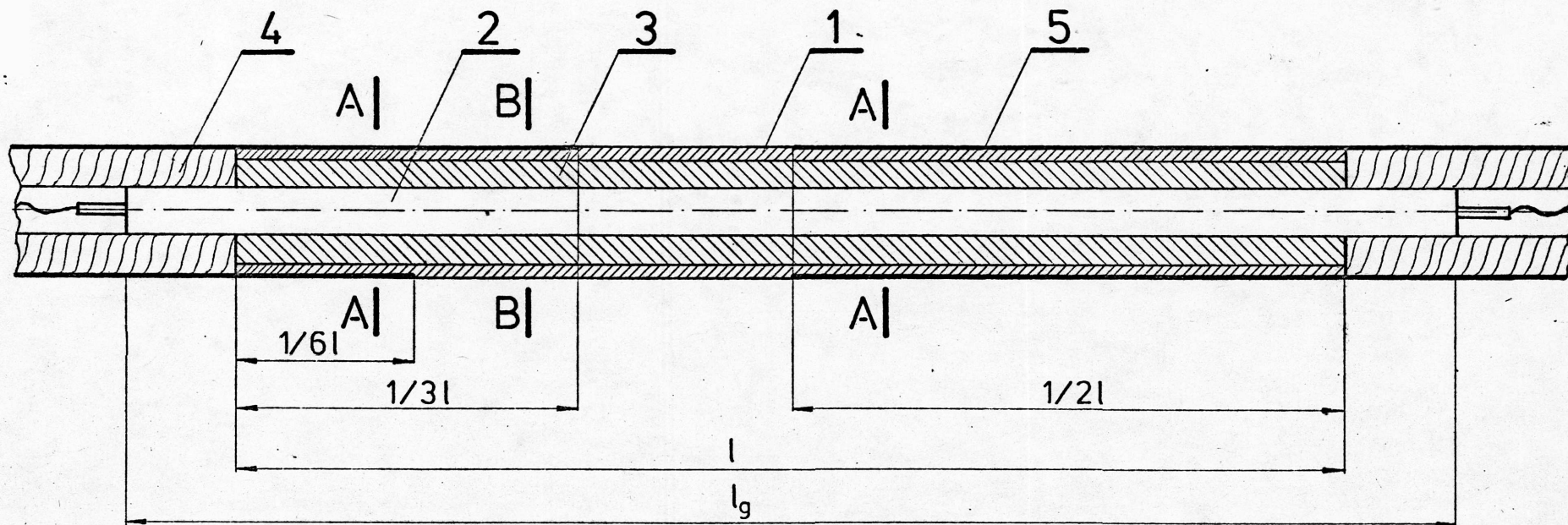
Pomiaru parametrów wibracji dokonywano wibrometrem elektronicznym 13, który współpracował z czujnikami przyspieszenia 14. Czujniki przyspieszenia umieszczono na prętach wyprowadzonych nad poziom cieczy, przytwierdzonych do podpór cylindra jak również bezpośrednio do cylindra. Pomiaru amplitudy drgań dokonywano również tastografem 16, natomiast częstotliwość odczytywano na mierniku 15 wbudowanym we wstrząsarkę.

Całość instalacji zasilano przez stabilizator napięcia 5, co powodowało znikome zmiany częstotliwości drgań wstrząsarki oraz poboru mocy grzejnej podczas danej serii pomiarowej. Aby ograniczyć wymianę ciepła do otoczenia zbiornik z cieczą był zaizolowany płytami ze styropianu.

6.2. Opis obiektu badań

Jako modele doświadczalne wybrano trzy cylindry o średnicach zewnętrznych 24,8; 19,8 i 14 mm. Schemat ich budowy przedstawiono na rys. 5. Składają się one z rur miedzianych w osi których umieszczono typowe grzejniki rurkowe o dopuszczalnym obciążeniu cieplnym 1000 W. Rury miedziane przyjęto krótsze od grzejnika rurkowego, tak aby przestrzenie martwe grzejnika, tzn. bez skrętki oporowej, wystawały na jej końcach. Przestrzeń między ściankami rur a grzejnikiem wypełniono ołowiem, a więc materiałem o wysokim współczynniku przewodzenia ciepła. Na końce wystających grzejników nałożono węże gumowe o średnicy zewnętrznej równej średnicy rur. Ograniczało to odpływ ciepła od roboczej części cylindra, jak również dawało analogiczne zaburzenia od wibracji dla całego układu. Przewody zasilające grzejnik rurkowy przeprowadzono przez otwór w wężu.

Termometry termoelektryczne służące do pomiaru temperatury ścianki cylindra prowadzono na całej długości cylindra w rowkach o głębokości równej średnicy płaszcza termometru i szerokości większej o 0,1 mm. Termometr utrzymuje się w rowku dzięki jego punktowemu zwężeniu przez zaklepanie. Na końcach rowków termometry przylutowano. Poza cylindrem termometry przytwierdzone są do zewnętrznej ścianki węża gumowego.



D, mm	l, mm	l_g , mm	d, mm
24,8	380	420	1,0
19,8	390	430	1,0
14,0	390	430	0,5

Rys.5. Budowa badanych cylindrów z rozmieszczeniem termometrów termoelektrycznych: 1 - rura miedziana, 2 - grzejnik rurkowy, 3 - ołów, 4 - wąż gumowy, 5 - termometr termoelektryczny płaszczowy

6.3. Dobór cieczy do badań

Właściwy dobór cieczy przy danych innych parametrach badawczych powinien zapewnić znaczny zakres wartości liczb bezwymiarowych, z których zbudowane jest równanie kryterialne opisujące mechanizm wnikania ciepła. Wymaga to stosowanie cieczy o zróżnicowanych własnościach fizycznych. Kierując się powyższą zasadą oraz dostępnością cieczy, a także dokładną znajomością ich własności fizycznych wytypowano do badań: wodę, olej transformatorowy i metanol.

Wybór cieczy do badań ważny jest również dlatego, że otrzymane na podstawie badań równanie kryterialne, może być stosowane do obliczania współczynników wnikania ciepła tylko tych cieczy, których wartości liczbowe wszystkich modułów bezwymiarowych mieszczą się w zakresie, dla którego wyznaczona została stała i wykładniki potęgowe.

6.4. Zastosowane przyrządy pomiarowe oraz metodyka pomiarów

Celem uzyskania dokładnych danych pomiarowych starano się zastosować przyrządy charakteryzujące się możliwie największą dokładnością. Ilość energii doprowadzanej do grzejnika cylindra reglowano autotransformatorem. Pomiaru mocy dokonywano watomierzem o klasie dokładności 0,5. Temperaturę ścianki cylindra oraz cieczy mierzono termometrami termoelektrycznymi płaszczyzowymi o średnicy płaszcza 0,5 i 1,0 mm, zaliczanymi do klasy 1 wg PN-59/M-53854. Siłę termoelektryczną termometrów odczytywano na miliwoltomierzu cyfrowym typ V 534 o dokładności odczytu $1 \cdot 10^{-3}$ mV.

Znaczne trudności stwarzało dokładne określenie parametrów wibracji, a więc amplitudy i częstotliwości. Wprowadzie zastosowana wstrząsarka stożowa ST-300 posiada wbudowany miernik pomiaru częstotliwości oraz lunetę do odczytu amplitudy drgań, jednak przyrządy te, z uwagi na małą dokładność, nie gwarantowały zadowalających danych. W związku z tym zastosowano wibrometr elektroniczny typ SM 231 współpracujący z piezoelektrycznym czujnikiem przyspieszenia KD35. Zastosowanie tego przyrządu o klasie dokładności 1,5 z dużą możliwością zmian zakresów skali, umożliwiło bezpośredni pomiar wibracji cylindra w różnych jego punktach. Oscyloskop wbudowany w przyrząd umożliwiał kontrolę wibracji i dawał jej pełny obraz.

Przed uzyskaniem wspomnianego miernika elektronicznego, amplitudę drgań mierzono tastografem, a więc przyrządem o równie dużej dokładności, lecz mniej wygodnym w obsłudze.

Pierwszym etapem badań każdego cylindra było określenie współczynnika wnikania ciepła do cieczy w warunkach konwekcji naturalnej bez wprowadzenia go w drgania. W tym celu po nastawieniu danej ilości energii doprowadzanej do cylindra i stwierdzeniu ustalenia się równowagi cieplnej całego układu przystępowano do pomiaru. Dokonywano pomiaru temperatury ścianki cylindra oraz temperatury cieczy. Dla jednego nastawu mocy grzejnej wykonywano przy trzy serie pomiarowe w stosunkowo krótkim czasie. Pomiaru takie prowadzono dla różnych nastawów mocy grzejnej i przy różnych temperaturach cieczy.

Podczas badań wstępnych prowadzonych na wodzie stwierdzono wydzielanie się pęcherzyków gazu na powierzchni cylindra, które powodowały obniżenie współczynnika wnikania ciepła. W związku

z tym, w dniu poprzedzającym następane badania, wodę dostarczoną do zbiornika podgrzewano do wysokiej temperatury przez wprowadzenie do niej grzałki nurnikowej o dużej mocy, co powodowało odgazowanie wody. Aby uniknąć powtórnego nagazowania wody przy ochładzaniu jej do temperatury pokojowej zbiornik przykrywano.

Następnym etapem badań było określenie współczynnika wnikania ciepła od cylindra do cieczy w warunkach wibracji. W tym celu po nastawieniu ilości energii doprowadzanej do cylindra i stwierdzeniu ustalenia się równowagi cieplnej włączano wstrząsarkę. Następnie nastawiono wstrząsarkę na określoną częstotliwość i amplitudę i po ustaleniu się równowagi cieplnej układu, dokonywano odczytu temperatury ścianki cylindra i cieczy oraz amplitudy i częstotliwości drgań. Takie prowadzenie badań umożliwiało bezpośrednio stwierdzenie wpływu wibracji na proces wnikania ciepła dla najniższych amplitud drgań, jak również ograniczało czas pracy wstrząsarki. Następnie przy tej samej mocy grzejnej zmieniano amplitudę, albo częstotliwość drgań lub obydwa parametry równocześnie i wykonywano pomiar jak wyżej. Prowadzono również badania, utrzymując stałe parametry wibracji a zmieniając ilość energii doprowadzanej do cylindra lub zmieniając wszystkie parametry równocześnie. Temperatura badanych cieczy wynosiła od 18 - 36 °C, natomiast różnica temperatur między ścianką cylindra i cieczą ulegała zmianom w zakresie $\Delta T = 4 - 29 \text{ K}$.

Częstotliwość drgań odczytywano na mierniku wstrząsarki oraz obliczono w oparciu o pomiar prędkości i amplitudy drgań uzyskiwany z wibrometru elektronicznego. Odczyty częstotliwości na mierniku wstrząsarki były pomocne przy planowaniu zmian tego parametru podczas prowadzenia badań. Pomiaru amplitudy drgań

cyindra dokonywano w miejscu połączenia cylindra z podporami oraz dodatkowo w pobliżu środka cylindra.

Sumarycznie wykonano 310 pomiarów współczynników wnikania ciepła od cylindrów do cieczy przy wibracji. Z tego dla wody wykonano 124 pomiarów, dla oleju transformatorowego 78 pomiarów i dla metanolu 108 pomiarów. Wyniki obliczeń dokonane w oparciu o powyższe pomiary zamieszczono w tabelach 7-9.

7. OPRACOWANIE WYNIKÓW POMIARÓW

7.1. Sposób obliczania ilości ciepła dostarczonego do cylindra

Ilość ciepła dostarczanego do cylindra mierzona była watomierzem, z uwagi na to, że opór przewodów łączonych grzejnik cylindra z watomierzem był znikomy, a amperomierz watomierza podłączono tak, że wskazywał prąd płynący tylko przez grzejnik przyjęto, że pobór mocy odczytany na watomierzu równa się ilości ciepła dostarczanego do cylindra.

7.2. Sposób obliczania temperatury ścianki cylindra i temperatury

Temperaturę ścianki cylindra i cieczy określano w oparciu o pomiar siły termoelektrycznej termometrów. Zastosowano termometry termoelektryczne płaszczone Fe-Ko produkcji NRD. Podaną przez producenta/charakterystykę termometrów sprawdzono przy pomocy ultratermostatu dla kilkunastu termometrów w zakresie temperatur 288 - 353 K z dokładnością 0,05 K uzyskując bardzo dobrą zgodność.

Charakterystyka termometrów ma postać

$$t = 0,022194 + 19,144 E - 0,096944 E^2, \quad ^\circ\text{C} \quad /7.1/$$

Pomiaru temperatury ścianki cylindra dokonywano ośmioma termometrami termoelektrycznymi rozmieszczonymi w trzech przekrojach /rys. 5/. Podczas badań cylindry umieszczano tak, aby termometry znajdowały się na przekątnych poprowadzonych pod kątem 45° do kierunku pionowego. Przypisując temperaturom ścianki cylindra indeksy od 1-8 idąc od środka cylindra do boku oraz

biorąc pod uwagę rozmieszczenie ich na długości cylindra /rys.5/, średnią temperaturę ścianki cylindra obliczano z zależności

$$t_s = \frac{0,5 /t_1+t_2+t_3+t_4/ + 2/t_5+t_6/ + 3/t_7+t_8/}{12} \quad /7.2/$$

Temperaturę cieczy mierzono czterema termometrami termoelektrycznymi umieszczonymi w połowie odległości między osią cylindra a ścianą zbiornika. Dwa termometry umieszczono poniżej oraz dwa powyżej cylindra. Podczas prowadzenia badań wstępnych stwierdzono, że w wymianie ciepła bierze głównie udział ciecz znajdująca się powyżej cylindra. Wobec tego do określania temperatury cieczy przyjmowano średnią arytmetyczną temperaturę uzyskaną w oparciu o termometry zainstalowane w tej części zbiornika. Aby jednak nie dopuścić do nadmiernego nagrzania się cieczy znajdującej się powyżej cylindra w porównaniu z cieczą będącą w dolnej części zbiornika, co 3-4 pomiary ciecz w zbiorniku mieszano.

7.3. Sposób obliczania amplitudy i częstotliwości drgań

Amplitudę drgań mierzono w miejscu połączenia cylindra z podporą oraz w odległości 0,095 m od podpory w tej części cylindra, w której nie dokonywano pomiaru temperatury. Efektywną amplitudę drgań przyjmowano jako średnią arytmetyczną z uzyskanych wyników pomiarów. W przypadku nierównomiernego drgania cylindra na całej długości, co miało miejsce przy wysokich częstotliwościach drgań i cylindrach o mniejszych średnicach, obliczeniową amplitudę drgań określono w oparciu o pomierzone wartości przyjmując jej liniową zmianę na połowie długości cylindra.

Częstotliwość drgań obliczano w oparciu o pomiar amplitudy i prędkości drgań z zależności

$$f = \frac{v}{2\pi A}, \text{ Hz} \quad /7.3/$$

7.4. Sposób obliczania współczynnika wnikania ciepła

Współczynnik wnikania ciepła od ścianki cylindra do cieczy obliczono z zależności

$$Q = F d / t_s - t_c /, \text{ W} \quad /7.4/$$

$$d = \frac{Q}{F / t_s - t_c /}, \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}) \quad /7.5/$$

7.5. Sposób określania własności fizycznych cieczy

Aby przedstawić uzyskane wyniki pomiarów w postaci liczb bezwymiarowych jak również porównać uzyskane wyniki z wynikami innych badaczy, konieczna jest znajomość własności fizycznych cieczy.

Własności fizyczne wody w funkcji temperatury zamieszczone są w [18]. Dla badanego zakresu temperatur własności te aproksymowano wielomianami ortogonalnymi metodą najmniejszych kwadratów wykorzystując podprogram biblioteczny biblioteki WASC.

Otrzymano następujące wielomiany

$$\text{Pr} = 13,1743 - 0,433666t + 0,007883 t^2 - 0,7626 \cdot 10^{-4} t^3 + 0,303 \cdot 10^{-6} t^4$$

$$\beta = /-0,460 + 0,14492t + 0,010429t^2 + 0,3611 \cdot 10^{-5} t^3 / 10^4, \quad 1/\text{K}$$

$$\lambda = /0,47071 + 0,00254t - 0,19 \cdot 10^{-4} t^2 + 0,6 \cdot 10^{-7} t^3 / 1,163, \quad \text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$$

$$\nu = 0,17923 \cdot 10^{-5} /1 + 0,033679t + 0,0022099t^2 /, \quad \text{m}^2/\text{s}$$

Stopień wielomianu przyjmowano taki, który zapewniał odpowiednią dokładność w punktach aproksymacji.

Własności fizyczne oleju transformatorowego w funkcji temperatury zamieszczono są w [57],[59]. Jednak z uwagi na to, że własności fizyczne oleju mogą wykazywać pewne różnice w zależności od rafinerii która go produkuje postanowiono upewnić się co do ich wartości. Ponieważ w zależności od temperatury znacznym zmianom ulega lepkość oleju, ograniczono się do jej pomiaru, którego dokonano wiskozymetrem Höppler'a. Stwierdzono, że uzyskane wartości zgadzają się z dobrym przybliżeniem z zamieszczonymi w [59]. W oparciu więc o własności oleju tam zamieszczone dokonano ich aproksymacji wielomianami ortogonalnymi metodą najmniejszych kwadratów.

Otrzymano następujące wielomiany

$$Pr = 765,379 - 33,2581t + 0,69471t^2 - 0,0074502t^3 + 0,33425 \cdot 10^{-4} t^4$$

$$\beta = /6,8 + 0,005/ 10^4, 1/K$$

$$\lambda = /112,085 - 0,0792t + 0,000113t^2/ 1000, W/(mK)$$

$$\nu = /60,299 - 2,7716t + 0,058879t^2 - 0,0006198t^3 + 0,264 \cdot 10^{-5}t^4/ 10^6, m^2/s$$

Aproksymując własności fizyczne metanolu zamieszczone w [59] otrzymano następujące wielomiany

$$Pr = 9,625 - 0,14682t + 0,000677t^2 + 0,2569 \cdot 10^{-4}t^3 - 0,313 \cdot 10^{-6}t^4$$

$$\beta = /1,12817 + 0,00484t - 0,58 \cdot 10^{-4}t^2 - 0,134 \cdot 10^{-5}t^3 + 0,27 \cdot 10^{-7}t^4/ /1000, 1/K$$

$$\lambda = 0,208823 - 0,000163t - 0,115 \cdot 10^{-4}t^2 + 0,247 \cdot 10^{-6}t^3 - 0,17 \cdot 10^{-8}t^4, W/(mK)$$

$$\nu = /1,00896 - 0,020795t + 0,0004743t^2 - 0,744 \cdot 10^{-5}t^3 + 0,46 \cdot 10^{-7}t^4 /$$

/10⁶, m²/s

7.6. Obliczenia dokonywane w oparciu o uzyskane wyniki pomiarów

Przykładowe wyniki pomiarów zamieszczono w tabeli 1,2,3, natomiast dokonane w oparciu o nie obliczenia w tabeli 4,5,6. Pozostałe wyniki obliczeń w postaci wydruku z maszyny cyfrowej zamieszczono w tabeli 7-9. Pierwszym etapem obliczeń było porównanie współczynników wnikania ciepła uzyskanych z pomiarów dla nieruchomego cylindra ze znanymi formułami ujmującymi taki przypadek opływu. W tym celu przyjęto, zdaniem autora, najbardziej pewną zależność wg literatury [21], [41]. Ujmuje ona średnie wartości współczynnika wnikania ciepła dla poziomej rury o średnicy D , przy wartości iloczynu $10^3 < (Gr_c Pr_c) < 10^8$ i ma postać:

$$Nu_c = 0,50 /Gr_c Pr_c /^{0,25} \left(\frac{Pr_c}{Pr_s} \right)^{0,25} \quad /7.6/$$

Obliczenia dokonane w oparciu o powyższą zależność i wyniki uzyskane z pomiarów wykazują bardzo dobrą zgodność. Należy tutaj wspomnieć, że obliczenia dokonane dla kilku pomiarów wg zależności zamieszczonej w [18] dają wyniki o około 10 % większe.

W przypadku wibracji obliczenia współczynnika wnikania ciepła dokonywano również w oparciu o zależność /7.5/ oraz /7.6/. Obliczenia wg zależności /7.6/ wykazują jaki byłby współczynnik wnikania ciepła w przypadku, gdyby cylinder był nieruchomy ale posiadał temperaturę ścianki taką jak przy wibracji oraz był

umieszczony w cieczy o takiej samej temperaturze. Stosunek tych dwóch wartości współczynników wnikania ciepła /lub liczb Nusselta/ mówi nam o stopniu intensyfikacji wnikania ciepła przy wibracji.

W tabeli 4,5,6 zamieszczone są również inne wyniki obliczeń, które posłużą do opracowania zależności określającej współczynnik wnikania ciepła przy wibracji.

Wyniki pomiarów

cylinder $D = 0,0248$ m, $L = 0,38$ m, rodzaj cieczy: woda
termometry termoelektryczne Fe-Ko

Nr pom	Moc Q W	Parametry wibracji				Siła termoelektryczna termometrów $E_i \cdot 10^{-3}$, mV												Uwagi
		f Hz	A_1 mm	V_1 m/s	A_2 mm	dla cieczy				dla ścianki cylindra								
						1	2	3	4	1	2	3	4	5	6	7	8	
1	2	3	4	5	6	7	7	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
1	100	-	-	-	-	926	927	931	927	1377	1369	1368	1373	1360	1355	1321	1328	
2	200	-	-	-	-	922	922	939	933	1680	1659	1662	1676	1651	1641	1586	1603	
3	300	-	-	-	-	916	915	967	960	1951	1918	1924	1947	1914	1896	1826	1856	
4	400	-	-	-	-	948	941	1047	1039	2242	2196	2207	2238	2197	2173	2091	2134	
5	500	-	-	-	-	968	962	1081	1072	2484	2426	2442	2480	2435	2407	2316	2365	
6	500	140	0,075	0,087	0,096	990	980	1095	1072	2339	2296	2296	2302	2375	2360	2310	2273	
7	500	160	0,068	0,079	0,076	985	975	1046	1030	2423	2393	2399	2401	2418	2423	2336	2314	
8	500	118	0,230	0,203	0,270	1192	1184	1266	1243	1800	1704	1759	1700	1855	1778	1731	1505	
9	500	100	0,175	0,120	0,200	1153	1145	1300	1266	2075	2071	2059	2037	2116	2094	2086	1877	
10	500	120	0,125	0,112	0,144	1109	1099	1208	1183	2222	2168	2200	2180	2244	2223	2158	2036	
11	500	118	0,185	0,158	0,213	1147	1125	1229	1207	1864	1864	1829	1801	1896	1935	1752	1661	
12	500	108	0,094	0,080	0,115	1182	1156	1247	1225	2467	2437	2429	2427	2466	2483	2375	2326	
13	500	104	0,152	0,112	0,168	1179	1159	1262	1243	2209	2773	2157	2149	2231	2253	2137	2030	
14	500	100	0,184	0,125	0,210	1175	1165	1284	1257	2050	2027	2021	2025	2093	2058	1942	1907	
15	500	107	0,124	0,095	0,138	1231	1233	1241	1227	2367	2333	2331	2330	2384	2392	2261	2166	

Wyniki pomiarów

cylinder $D = 0,0198$ m, $L = 0,39$ m, rodzaj cieczy: woda
termometry termoelektryczne Fe-Ko

Nr pom	Moc Q W	Parametry wibracji				Siła termoelektryczna termometrów $E_i \cdot 10^{-3}$, mV												Uwagi
		f Hz	A_1 mm	V_1 m/s	A_2 mm	dla cieczy				dla ścianki cylindra								
						1	2	3	4	1	2	3	4	5	6	7	8	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
1	50	-	-	-	-	1103	1097	1107	1102	1376	1377	1374	1378	1381	1372	1353	1356	
2	150	-	-	-	-	1101	1096	1128	1123	1752	1751	1745	1762	1765	1740	1707	1720	
3	300	-	-	-	-	1124	1121	1188	1183	2211	2206	2197	2230	2237	2188	2139	2170	
4	400	-	-	-	-	1121	1117	1226	1222	2478	2469	2458	2514	2513	2448	2393	2428	
5	400	137	0,167	0,146	0,100	951	954	1021	1008	1735	1585	1547	1501	1862	1673	1914	1876	
6	400	135	0,247	0,207	0,160	972	967	1039	1025	1380	1377	1310	1361	1551	1420	1541	1502	
7	400	118	0,211	0,157	0,147	978	975	1060	1043	1539	1575	1444	1572	1713	1621	1715	1686	
8	400	105	0,147	0,100	0,113	983	981	1069	1051	2069	2005	2000	2060	2150	1992	2091	2033	
9	400	103	0,223	0,142	0,180	1005	996	1080	1050	1604	1627	1557	1634	1745	1645	1703	1677	
10	500	103	0,223	0,142	0,180	1047	1047	1053	1037	1689	1762	1661	1789	1903	1832	1820	1785	
11	500	109	0,136	0,097	0,100	1055	1062	1047	2434	2338	2331	2331	2399	2475	2341	2353	2293	
12	500	135	0,137	0,119	0,090	1050	1052	1101	1079	2202	1991	2140	2000	2290	2106	2375	2313	
13	600	120	0,179	0,137	0,125	1103	1104	1139	1112	2170	2013	1995	2001	2276	2065	2303	2233	
14	600	115	0,228	0,168	0,162	1103	1106	1162	1138	1743	1864	1670	1617	1998	1904	2011	1954	
15	600	100	0,235	0,146	0,195	1150	1153	1194	1177	1891	1938	1873	1987	2123	2016	2055	1965	

Wyniki pomiarów

cylinder $D = 0,014$ m, $L = 0,39$ m, rodzaj cieczy - woda
termometry termoelektryczne Fe-Ko

Nr pom	Mod Q W	Parametry vibracji				Siła termoelektryczna termometrów $E_i \cdot 10^{-3}$, mV												Uwagi
		f Hz	A_1 mm	V_1 m/s	A_2 mm	dla cieczy				dla ścianki cylindra								
						1	2	3	4	1	2	3	4	5	6	7	8	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	
1	50	-	-	-	-	1259	1258	1266	1262	1572	1564	1570	1569	1554	1577	1555	1556	
2	150	-	-	-	-	1247	1246	1291	1286	2009	1986	2002	2007	1956	2010	1965	1977	
3	300	-	-	-	-	1286	1285	1344	1336	2538	2493	2524	2542	2448	2527	2475	2506	
4	400	-	-	-	-	1287	1283	1396	1386	2857	2793	2838	2864	2743	2802	2785	2830	
5	300	128	0,146	0,119	0,104	1039	1033	1180	1166	2039	2059	2050	2013	2040	2007	2070	2011	
6	300	127	0,201	0,162	0,143	1046	1035	1196	1177	1634	1690	1737	1716	1715	1659	1760	1711	
7	300	128	0,274	0,227	0,197	1038	1053	1213	1192	1491	1505	1527	1520	1596	1468	1588	1508	
8	300	115	0,178	0,248	0,192	1140	1160	1250	1232	1678	1710	1707	1710	1792	1648	1755	1720	
9	300	115	0,319	0,235	0,259	1148	1097	1257	1240	1557	1614	1599	1576	1617	1540	1600	1530	
10	300	98	0,304	0,182	0,249	1169	1121	1285	1263	1695	1777	1728	1723	1742	1683	1685	1614	
11	500	98	0,369	0,233	0,317	1266	1197	1365	1344	1889	1984	1940	1941	1962	1871	1906	1821	
12	500	125	0,134	0,107	0,099	1292	1290	1315	1396	2764	2741	2710	2759	2764	2781	2832	2806	
13	500	128	0,228	0,188	0,162	1292	1289	1358	1343	1986	2026	2089	2115	2080	1986	2105	2063	
14	500	128	0,390	0,322	0,285	1355	1327	1383	1363	1728	1768	1749	1754	1794	1703	1786	1690	
15	500	118	0,300	0,214	0,228	1361	1339	1448	1432	2013	2041	2052	2055	2088	1978	2055	1986	

TABELA OBLICZENIOWA NR:1

CYLINDER $D=0.0248$ M , $L=0.38$ M
 RODZAJ CIECZY : WODA

NR	Q	EF	A	TC	DELTA T	ALFA	NUc	PRc	REwc	GR	ALFAM	ST	PRS
1	W	HZ	MM	OC	K	W/M ² K					W/M ² K	PROC	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1	100	0.	0.000	17.72	7.64	430.7	18.00	7.571	0.0	132652.7	433.0	99.5	6.091
2	200	0.	0.000	17.86	13.00	519.5	21.71	7.541	0.0	307379.8	509.2	102.0	5.331
3	300	0.	0.000	18.38	17.25	587.2	24.49	7.431	0.0	431870.1	566.9	103.6	4.771
4	400	0.	0.000	19.88	20.94	645.2	26.76	7.121	0.0	613518.3	626.5	103.0	4.261
5	500	0.	0.000	20.52	24.65	685.1	28.35	6.991	0.0	769436.8	673.2	101.8	3.901
6	500	144.	0.125	20.65	23.26	726.1	30.03	6.961	1974.7	735564.2	660.6	109.9	4.001
7	500	165.	0.104	19.79	25.06	673.8	27.96	7.131	1842.4	727275.8	667.8	100.9	3.931
8	500	120.	0.362	23.89	8.96	11885.1	77.10	6.371	5162.4	381879.4	510.9	369.0	5.091
9	500	95.	0.271	24.62	14.17	1191.7	48.65	6.281	3090.4	632836.5	595.5	200.1	4.471
10	500	124.	0.194	22.77	18.12	931.9	38.26	6.571	2789.0	699712.8	628.5	148.3	4.261
11	500	118.	0.288	23.20	10.97	11539.1	63.10	6.491	3965.3	440151.9	537.2	286.5	4.931
12	500	111.	0.152	23.54	22.01	767.4	31.42	6.431	1992.6	909846.4	681.8	112.6	3.871
13	500	106.	0.230	23.85	16.91	998.8	40.86	6.381	2889.0	718367.4	625.3	159.7	4.271
14	500	95.	0.284	24.19	13.13	1286.5	52.57	6.321	3228.9	574413.2	578.5	222.4	4.591
15	500	111.	0.188	23.50	19.94	846.9	34.68	6.441	2459.8	821642.5	658.0	128.7	4.041

TABELA OBLICZENIOWA NR:1

Tabela 5

CYLINDER D=0.0198 M , L=0.39 M

RODZAJ CIECZY :WODA

NR	W	Hz	EF	A	TC	DELTA	ALFA	NUc	PRc	RE _{wc}	GR	ALFAM	ST	PRS
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
1	50	0.	0.000	21.05	4.93	417.8	13.78	6.89	0.0	32537.4	430.4	97.1	6.03	
2	150	0.	0.000	21.45	11.46	539.5	17.76	6.81	0.0	199201.9	557.7	96.7	5.08	
3	300	0.	0.000	22.58	18.78	658.4	21.60	6.60	0.0	362782.0	670.9	98.1	4.21	
4	400	0.	0.000	23.31	22.95	718.5	23.51	6.47	0.0	473255.5	729.4	98.5	3.82	
5	400	140.	0.204	19.34	14.94	1103.7	36.62	7.23	2428.1	210791.9	582.9	189.3	4.92	
6	400	133.	0.307	19.68	8.51	11938.2	64.23	7.16	3506.0	124192.7	490.5	395.1	5.70	
7	400	118.	0.267	20.04	11.52	11430.8	47.35	7.08	2732.1	174653.9	543.3	263.3	5.24	
8	400	109.	0.191	20.21	18.91	871.9	28.84	7.05	1813.6	291253.9	643.3	135.5	4.42	
9	400	101.	0.295	20.40	11.47	11437.5	47.51	7.01	2597.5	180022.3	546.4	263.1	5.20	
10	500	101.	0.295	19.92	14.45	11426.5	47.23	7.11	2568.1	216279.5	583.4	244.5	4.91	
11	500	114.	0.175	20.16	24.51	841.1	27.82	7.06	1731.1	375658.4	705.7	119.2	3.94	
12	500	137.	0.171	20.77	21.94	939.6	31.01	6.94	2064.1	357341.5	685.7	137.0	4.10	
13	600	122.	0.227	21.45	20.29	11219.2	40.15	6.81	2479.4	352558.6	675.3	180.5	4.18	
14	600	117.	0.291	21.91	14.88	11662.0	54.64	6.72	3076.2	270174.4	612.4	271.4	4.65	
15	600	99.	0.313	22.58	15.72	11573.3	51.60	6.60	2848.8	303654.0	631.4	249.2	4.50	

TABELA OBLICZENIOWA NR:1

Tabela 6

CYLINDER D=0.0140 M L=0.39 M
 RODZAJ CIECZY : WODA

NR	G	f _p	A	TC	DELTA	ALFA	NUC	PRC	RE _{wc}	GR	ALFAM	ST	PRS
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1	M	Hz	mm	OC	K	1W/M ² K					1W/M ² K	PROC	
1	50	0	0.000	24.07	5.61	520.1	12.00	6.34	0.0	43664.3	515.3	100.9	5.49
2	150	0	0.000	24.53	13.02	671.8	15.48	6.26	0.0	105531.0	669.5	100.3	4.57
3	300	0	0.000	25.50	21.68	806.7	18.53	6.11	0.0	190722.0	807.6	99.9	3.75
4	400	0	0.000	26.46	26.44	882.2	20.20	5.95	0.0	251495.1	880.2	100.2	3.38
5	300	130	0.177	22.34	16.23	1077.8	25.02	6.64	1485.7	108445.9	693.1	155.5	4.47
6	300	128	0.243	22.60	9.92	11763.2	40.89	6.60	2024.9	67860.6	594.1	296.8	5.12
7	300	152	0.333	22.90	6.30	12774.6	64.28	6.54	2879.3	44321.8	521.9	531.7	5.55
8	300	114	0.311	23.63	9.14	11914.2	44.24	6.42	2362.4	68539.2	590.3	324.3	5.09
9	300	117	0.409	23.77	6.13	12855.9	65.97	6.39	3195.4	46513.4	525.8	543.1	5.46
10	300	95	0.391	24.25	7.74	12261.2	52.15	6.31	2509.9	61255.0	567.7	398.3	5.19
11	500	100	0.435	25.77	10.15	12871.8	65.90	6.06	3391.9	91325.8	632.1	454.3	4.74
12	500	127	0.165	25.79	26.90	11083.7	24.87	6.06	1463.7	242385.6	877.1	123.6	3.39
13	500	131	0.276	25.70	13.32	12188.3	50.23	6.07	2521.9	119111.9	687.6	318.3	4.43
14	500	131	0.477	26.12	6.98	14176.8	95.74	6.01	4406.4	64605.0	568.4	734.8	5.05
15	500	115	0.373	27.39	11.06	12636.5	60.19	5.81	3111.5	113180.8	465.7	396.1	4.48

WYNIKI OBLICZEŃ UZYSKANE Z POMIARÓW
PRZEPROWADZONYCH W WODZIE

D	Q	t_c	ΔT	A	f	d_w	Nuc	Pr _c	Pr _s	Re _{wc}
MM	W	°C	K	MM	Hz	W/(M ² ·K)				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
14.0	400.	25.62	19.85	.185	128.	1175.0	26.08	6.1	3.9	1646.0
14.0	400.	26.31	14.22	.225	124.	1640.3	37.58	6.0	4.3	1973.0
14.0	400.	26.66	10.89	.228	126.	2141.3	49.00	5.9	4.6	2542.0
14.0	400.	27.12	19.76	.210	117.	1189.4	26.97	5.8	3.8	1770.0
14.0	400.	27.52	12.50	.277	113.	1866.6	42.60	5.8	4.3	2277.0
14.0	400.	28.18	24.06	.179	113.	969.3	22.08	5.7	3.4	1491.0
14.0	400.	28.64	18.42	.226	106.	1266.1	28.79	5.6	3.8	1781.0
14.0	400.	28.87	13.68	.286	104.	1704.7	38.74	5.6	4.1	2223.0
14.0	400.	29.24	10.46	.342	103.	2229.8	50.62	5.5	4.4	2654.0
14.0	400.	29.60	7.57	.467	101.	3080.2	69.85	5.5	4.6	3584.0
14.0	400.	29.00	5.88	.457	132.	3964.1	90.06	5.6	4.8	4532.0
14.0	400.	29.73	6.91	.363	131.	3373.8	76.48	5.5	4.7	3820.0
14.0	400.	30.25	18.28	.204	122.	1276.0	28.88	5.4	3.7	1922.0
14.0	400.	30.97	7.19	.405	122.	3242.6	73.24	5.3	4.5	3868.0
14.0	400.	30.64	10.42	.301	123.	2239.0	50.62	5.4	4.2	2873.0
14.0	300.	22.34	17.48	.177	130.	1000.8	23.23	6.6	4.3	1486.0
14.0	300.	22.60	10.67	.243	128.	1638.9	38.01	6.6	5.0	2025.0
14.0	300.	22.90	6.81	.333	132.	2569.8	59.53	6.5	5.5	2879.0
14.0	300.	23.63	9.14	.311	114.	1914.2	44.24	6.4	5.1	2362.0
14.0	300.	23.77	6.63	.409	117.	2639.5	60.97	6.4	5.4	3195.0
14.0	300.	24.02	11.00	.305	99.	1590.2	36.70	6.3	4.8	2028.0
14.0	300.	24.25	8.36	.391	95.	2091.6	48.23	6.3	5.1	2510.0
14.0	500.	25.08	14.07	.388	98.	2072.3	47.66	6.2	4.4	2619.0
14.0	500.	25.77	10.90	.485	100.	2674.0	61.36	6.1	4.7	3392.0
14.0	500.	25.79	28.91	.165	127.	1008.5	23.14	6.1	3.3	1464.0
14.0	500.	25.70	14.32	.276	131.	2035.6	46.72	6.1	4.3	2527.0
14.0	500.	26.12	7.61	.477	131.	3032.6	87.85	6.0	5.0	4406.0
14.0	500.	27.39	11.93	.373	114.	2443.2	55.78	5.8	4.4	3084.0
14.0	500.	26.92	20.13	.247	115.	1448.5	33.12	5.9	3.8	1995.0
19.8	500.	18.97	28.81	.095	167.	715.4	23.77	7.3	3.7	1335.0
19.8	500.	20.37	12.28	.239	148.	1677.7	55.46	7.0	5.1	3088.0
19.8	500.	20.58	7.55	.359	143.	2730.8	90.19	7.0	5.7	4504.0
19.8	500.	20.90	11.32	.270	144.	1820.0	60.05	6.9	5.2	3433.0
19.8	500.	21.04	16.93	.195	143.	1217.2	40.14	6.9	4.5	2468.0
19.8	500.	21.29	24.91	.131	144.	827.5	27.26	6.8	3.8	1688.0
19.8	500.	22.12	27.54	.107	124.	748.5	24.59	6.7	3.6	1208.0
19.8	500.	22.39	23.25	.157	126.	886.3	29.09	6.6	3.9	1805.0
19.8	500.	21.12	18.59	.212	120.	1108.8	36.55	6.9	4.4	2260.0
19.8	500.	21.88	13.12	.267	116.	1579.7	51.64	6.7	4.8	2801.0
19.8	500.	22.59	8.06	.395	119.	2556.0	83.83	6.6	5.4	4321.0
19.8	500.	22.92	26.21	.133	109.	786.4	25.76	6.5	3.6	1348.0
19.8	500.	23.31	19.10	.199	108.	1079.3	35.31	6.5	4.1	2013.0
19.8	500.	23.82	14.26	.265	104.	1445.6	47.22	6.4	4.5	2605.0
19.8	500.	23.46	11.63	.331	83.	1772.5	57.96	6.5	4.8	2950.0
19.8	500.	23.79	8.92	.428	98.	2310.0	75.46	6.4	5.1	3969.0
19.8	500.	18.10	24.22	.102	159.	850.9	28.36	7.5	4.1	1341.0
19.8	500.	18.64	18.92	.159	159.	1089.3	36.23	7.4	4.6	2109.0
19.8	500.	18.91	13.48	.211	157.	1528.5	50.79	7.3	5.1	2791.0
19.8	500.	19.18	10.59	.265	156.	1946.2	64.61	7.3	5.5	3507.0
19.8	500.	19.33	26.79	.108	145.	769.4	25.53	7.2	3.8	1337.0

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
19.8	500.	19.47	19.53	.170	143.	1966.3	55.36	7.2	4.5	2074.0
19.8	500.	19.94	18.31	.227	142.	1548.8	51.27	7.1	5.0	2786.0
19.8	500.	20.17	10.69	.267	139.	1927.1	63.74	7.1	5.3	3227.0
19.8	500.	20.38	8.61	.305	137.	2393.7	79.12	7.0	5.6	3649.0
19.8	500.	20.48	7.94	.371	126.	2597.3	85.82	7.0	5.7	4090.0
19.8	500.	20.57	25.83	.741	126.	797.9	26.36	7.0	3.8	1557.0
19.8	500.	20.75	22.15	.172	124.	930.6	30.72	7.0	4.1	1878.0
19.8	500.	21.90	18.65	.221	121.	1316.7	43.29	6.7	4.6	2419.0
19.8	500.	21.42	9.73	.319	117.	2117.7	69.74	6.8	5.3	3337.0
19.8	500.	21.63	8.44	.361	113.	2441.4	80.34	6.8	5.4	3670.0
19.8	500.	21.66	6.64	.421	109.	3104.81	102.16	6.8	5.7	4126.0
19.8	500.	21.45	13.51	.277	101.	1525.1	50.22	6.8	4.8	2505.0
19.8	500.	21.34	24.66	.151	105.	835.9	27.53	6.8	3.8	1415.0
19.8	500.	21.83	9.36	.379	102.	2201.6	72.40	6.7	5.3	3491.0
19.8	500.	21.87	14.74	.266	98.	1398.3	45.97	6.7	4.7	2360.0
19.8	400.	19.34	14.94	.204	140.	1103.7	36.62	7.2	4.9	2428.0
19.8	400.	19.68	8.51	.307	133.	1938.2	64.23	7.2	5.7	3506.0
19.8	400.	20.04	11.52	.267	118.	1432.0	47.39	7.1	5.2	2732.0
19.8	400.	20.21	18.91	.191	109.	871.9	28.84	7.0	4.4	1805.0
19.8	400.	20.40	11.47	.295	101.	1437.5	47.51	7.0	5.2	2598.0
19.8	500.	19.92	14.45	.295	101.	1426.5	47.23	7.1	4.9	2568.0
19.8	500.	20.16	24.51	.175	114.	841.1	27.82	7.1	3.9	1731.0
19.8	500.	20.77	21.94	.171	137.	939.6	31.01	6.9	4.1	2064.0
19.8	600.	21.00	25.92	.169	139.	954.0	31.46	6.9	3.8	2075.0
19.8	600.	21.45	20.29	.227	122.	1219.2	40.15	6.8	4.2	2479.0
19.8	600.	21.91	14.88	.291	117.	1662.0	54.64	6.7	4.7	3076.0
19.8	600.	22.34	11.84	.347	114.	2089.4	68.59	6.7	4.9	3617.0
19.8	600.	22.58	15.74	.313	99.	1571.7	51.55	6.6	4.5	2849.0
24.8	500.	19.79	25.05	.104	165.	674.0	27.96	7.1	3.9	1842.0
24.8	500.	20.67	23.26	.126	144.	726.1	30.03	7.0	4.0	1991.0
24.8	500.	21.50	8.21	.339	139.	2057.5	84.84	6.8	5.5	5288.0
24.8	500.	22.79	18.12	.194	124.	931.9	38.26	6.6	4.2	2790.0
24.8	500.	23.21	10.95	.288	118.	1541.5	63.19	6.5	4.9	3967.0
24.8	500.	23.55	22.01	.152	111.	767.4	31.42	6.4	3.9	1993.0
24.8	500.	23.87	16.92	.230	106.	998.3	40.83	6.4	4.3	2890.0
24.8	500.	24.21	13.13	.284	95.	1286.5	52.57	6.3	4.6	3230.0
24.8	500.	23.52	19.94	.192	111.	846.9	34.68	6.4	4.0	2510.0
24.8	500.	23.59	17.97	.188	125.	939.4	38.46	6.4	4.2	2775.0
24.8	500.	23.89	8.96	.362	120.	1885.1	77.10	6.4	5.1	5162.0
24.8	500.	24.13	17.10	.226	106.	987.3	40.35	6.3	4.2	2865.0
24.8	500.	24.24	22.18	.147	113.	761.2	31.10	6.3	3.8	1992.0
24.8	500.	24.42	14.17	.271	95.	1191.7	48.65	6.3	4.5	3090.0
24.8	500.	23.61	23.69	.118	120.	712.9	29.18	6.4	3.7	1664.0
24.8	200.	25.44	5.95	.179	131.	1134.9	46.18	6.1	5.3	2882.0
24.8	200.	25.64	3.21	.299	124.	2103.4	85.54	6.1	5.6	4581.0
24.8	350.	26.05	4.58	.327	126.	2582.51	104.89	6.0	5.4	5130.0
24.8	350.	26.53	3.71	.398	126.	3189.81	129.35	5.9	5.4	6319.0
24.8	500.	27.33	5.09	.381	124.	2968.51	120.08	5.8	5.1	6060.0
24.8	500.	27.91	4.88	.498	110.	3463.31	139.84	5.7	5.1	7110.0
24.8	650.	28.91	6.31	.496	109.	3481.61	140.16	5.6	4.8	7179.0
24.8	450.	29.29	5.43	.382	114.	2797.01	112.47	5.5	4.9	5824.0
24.8	300.	29.03	9.85	.152	169.	1028.2	41.38	5.6	4.4	3410.0
24.8	250.	29.26	4.03	.255	160.	2092.6	84.15	5.5	5.0	5461.0

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
24.8	550.	29.76	5.95	.264	160.	2340.3	93.97	5.5	4.9	5618.0
24.8	550.	30.04	3.50	.368	153.	3381.4	155.67	5.4	5.0	7912.0
24.8	550.	31.63	4.66	.411	155.	3985.2	2159.16	5.2	4.7	8950.0
24.8	700.	52.76	5.49	.427	153.	4304.6	171.37	5.1	4.5	9492.0
24.8	700.	54.32	7.94	.327	155.	2975.9	117.97	4.9	4.1	7537.0
24.8	550.	50.95	5.08	.346	156.	3161.2	2126.50	5.3	4.6	7475.0
24.8	250.	21.36	9.89	.178	127.	854.1	35.24	6.8	5.3	2532.0
24.8	400.	22.20	9.10	.243	126.	1483.8	61.03	6.7	5.3	3488.0
24.8	400.	22.23	9.06	.253	124.	1490.7	61.31	6.7	5.3	3585.0
24.8	600.	24.20	9.46	.320	122.	2141.7	87.51	6.3	5.0	4664.0
24.8	600.	25.84	7.83	.399	118.	2588.5	105.20	6.0	5.0	5838.0
24.8	600.	27.35	15.71	.223	115.	1290.1	52.13	5.8	4.1	3296.0
24.8	400.	27.11	13.34	.193	117.	1612.4	40.98	5.8	4.3	2882.0
24.8	400.	28.12	15.95	.150	164.	846.8	34.17	5.7	4.0	3215.0
24.8	400.	28.52	10.91	.199	161.	1253.0	49.90	5.7	4.4	4224.0
24.8	400.	29.01	6.24	.272	160.	2166.3	87.18	5.6	4.8	5777.0
24.8	600.	29.34	9.84	.279	158.	2058.8	82.77	5.5	4.4	5910.0
24.8	600.	30.41	6.91	.361	157.	2930.9	117.46	5.4	4.6	7773.0
24.8	900.	32.03	9.94	.372	158.	3957.0	121.95	5.2	4.2	8330.0
24.8	900.	33.50	9.23	.395	154.	3293.0	130.85	5.0	4.1	8876.0
24.8	1200.	35.91	11.86	.409	155.	3416.4	134.86	4.7	3.7	9713.0

WYNIKI OBLICZEN UZYSKANE Z POMIARÓW PRZEPROWADZONYCH
W OLEJU TRANSFORMATOROWYM

D	Q	t_c	ΔT	A	f	α_w	Nu_c	Pr_c	Pr_s	Re_{wc}
mm	V	$^{\circ}C$	K	MM	Hz	$W/(M^2 \cdot K)$	8	9	10	11
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
14.0	50.	22.84	14.04	.349	131.	207.7	26.36	289.1	170.5	134.6
14.0	50.	23.18	9.68	.515	126.	301.3	38.25	285.1	195.8	193.5
14.0	50.	23.49	18.30	.243	116.	159.3	20.23	281.5	146.8	85.6
14.0	50.	23.67	15.23	.332	114.	191.4	24.31	279.4	159.9	115.9
14.0	50.	23.78	13.52	.402	111.	215.7	27.40	278.1	168.2	137.0
14.0	70.	23.30	19.46	.409	111.	209.8	26.64	283.6	142.9	136.6
14.0	70.	23.54	21.72	.323	114.	187.9	23.87	280.9	133.8	112.0
14.0	70.	24.62	18.57	.345	127.	219.8	27.94	268.8	141.2	139.6
14.0	70.	24.94	15.56	.433	128.	262.4	33.36	265.3	152.4	178.8
14.0	30.	24.33	6.99	.453	131.	250.4	31.82	272.0	207.1	182.5
14.0	30.	24.60	9.94	.319	113.	175.9	22.36	269.0	184.4	114.7
14.0	30.	24.73	8.43	.407	109.	207.6	26.39	267.6	195.7	141.8
14.0	20.	22.70	5.29	.380	129.	220.5	27.99	290.7	235.0	144.0
14.0	40.	22.82	10.39	.380	129.	224.5	28.50	289.3	193.3	144.7
14.0	60.	22.97	15.46	.380	129.	226.2	28.72	287.5	162.2	145.7
14.0	80.	23.21	20.51	.380	129.	227.5	28.88	284.7	139.3	147.2
14.0	100.	23.69	24.49	.380	129.	238.1	30.24	279.2	124.6	150.2
14.0	120.	24.24	28.74	.380	129.	243.5	30.94	273.0	111.9	153.8
14.0	15.	23.58	4.78	.384	102.	183.1	23.26	280.4	231.7	119.4
14.0	25.	23.65	7.62	.384	102.	190.7	24.23	279.6	207.3	119.7
14.0	40.	23.75	11.95	.384	102.	195.2	24.80	278.4	177.3	120.2
14.0	60.	23.93	17.86	.384	102.	195.9	24.89	276.4	146.8	121.2
14.0	80.	24.22	23.26	.384	102.	200.6	25.49	273.2	126.7	122.6
14.0	100.	24.56	28.38	.384	102.	205.4	26.11	269.5	112.0	124.4
14.0	20.	24.81	4.13	.577	102.	282.7	35.94	266.7	224.6	188.9
14.0	50.	24.93	11.01	.577	102.	264.9	33.68	265.4	175.9	189.9
14.0	40.	24.69	10.83	.283	160.	215.4	27.38	268.1	178.4	144.5
14.0	40.	24.93	10.17	.376	122.	229.4	29.17	265.5	181.0	148.0
14.0	40.	24.66	8.17	.480	142.	285.4	36.27	268.4	195.9	217.5
14.0	20.	24.81	3.97	.488	141.	293.9	37.37	266.7	228.0	220.8
14.0	80.	24.96	15.70	.507	141.	297.1	37.78	265.1	151.7	230.9
14.0	120.	25.39	22.03	.507	141.	317.7	40.40	260.6	126.9	235.1
14.0	40.	25.94	11.82	.342	118.	197.3	25.10	254.8	165.7	135.9
14.0	40.	26.10	10.62	.448	109.	227.3	28.93	253.3	173.5	165.4
14.0	40.	24.41	12.63	.234	164.	184.7	23.48	271.0	169.6	122.3
14.0	80.	24.78	22.63	.252	162.	200.1	26.21	267.0	126.9	131.1
14.0	80.	25.12	18.94	.310	162.	240.3	31.32	263.4	138.0	163.2
14.0	120.	25.03	28.05	.315	160.	249.5	31.72	264.4	111.7	163.5
14.0	40.	25.23	10.20	.305	162.	228.6	29.08	262.3	179.0	161.3
14.0	40.	25.58	11.40	.336	123.	204.7	26.04	258.6	170.0	136.9
14.0	20.	25.68	5.07	.361	122.	229.8	29.24	257.6	211.5	146.4
14.0	70.	25.86	18.59	.359	124.	219.6	27.94	255.7	136.6	149.4
14.0	100.	25.65	25.71	.355	125.	220.8	28.85	257.8	116.0	147.5
19.8	45.	22.38	11.67	.288	132.	158.9	28.53	294.5	187.6	155.9
19.8	45.	22.67	9.11	.404	130.	203.6	36.55	291.1	203.6	217.5
19.8	45.	22.84	7.52	.496	129.	246.8	44.31	289.1	215.0	266.9
19.8	45.	22.86	10.03	.402	100.	184.9	33.20	288.2	195.5	167.9
19.8	45.	22.99	8.74	.520	100.	212.2	38.10	287.3	204.0	218.7
19.8	45.	23.10	9.19	.417	113.	201.8	36.24	286.0	199.8	199.0
19.8	30.	21.21	7.80	.313	134.	158.6	28.45	309.1	224.0	163.2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
19.8	50.	21.20	6.55	.419	129.	188.9	33.88	309.4	237.3	210.2
19.8	30.	21.21	4.26	.546	123.	249.5	44.75	309.1	252.6	261.1
19.8	90.	21.11	13.77	.555	121.	269.4	48.31	310.5	182.4	260.0
19.8	90.	21.89	16.58	.429	132.	223.8	40.15	300.6	162.1	226.6
19.8	90.	22.38	19.73	.335	133.	188.0	33.74	294.5	145.5	182.5
19.8	90.	22.85	23.03	.249	134.	161.1	28.92	289.2	131.8	159.2
19.8	90.	22.75	22.08	.364	96.	168.0	30.17	290.1	135.3	145.4
19.8	90.	23.03	17.02	.525	95.	218.0	39.14	286.9	154.4	210.1
19.8	70.	23.83	21.07	.189	160.	137.0	24.61	277.6	135.0	131.6
19.8	70.	24.08	17.29	.260	155.	166.9	29.99	274.7	148.5	177.1
19.8	70.	24.58	13.37	.366	156.	215.9	38.81	269.3	164.8	256.9
19.8	30.	24.41	7.83	.261	158.	157.9	28.38	271.0	200.2	184.1
19.8	30.	24.44	6.14	.391	156.	201.5	36.21	270.7	212.9	272.7
24.8	100.	22.35	22.87	.278	132.	147.7	33.20	294.9	133.9	187.8
24.8	100.	22.97	18.87	.378	129.	179.0	40.26	287.5	146.6	256.6
24.8	100.	23.53	15.46	.438	131.	218.5	49.15	281.0	159.5	309.3
24.8	100.	23.74	21.69	.295	107.	155.7	35.04	278.5	133.2	171.5
24.8	100.	24.24	19.17	.398	102.	176.2	39.65	273.0	140.4	225.4
24.8	100.	24.76	18.80	.437	96.	179.7	40.46	267.2	139.8	238.1
24.8	40.	24.47	8.08	.415	98.	167.2	37.64	270.4	197.9	228.0
24.8	40.	24.48	9.48	.296	105.	142.5	32.09	270.3	188.3	174.5
24.8	40.	25.15	7.58	.392	128.	178.3	40.15	263.1	196.7	289.2
24.8	70.	21.76	18.44	.227	133.	128.2	28.81	302.2	153.8	150.6
24.8	70.	22.30	15.50	.309	131.	152.6	34.30	295.6	165.6	206.8
24.8	70.	22.69	11.87	.426	131.	199.2	44.79	290.9	184.4	289.7
24.8	70.	23.17	14.86	.276	154.	159.1	35.78	285.2	164.3	225.2
24.8	70.	23.65	13.49	.328	151.	175.3	39.44	279.6	169.1	268.2
24.8	70.	22.57	18.43	.195	154.	128.3	28.85	292.2	150.2	155.4

WYNIKI OBLICZEŃ UZYSKANE Z POMIARÓW
PRZEPROWADZONYCH W METANOLU

D mm 1	a mm 2	t _c °C 3	ΔT K 4	λ mm 5	f Hz 6	α _w W/(M ² ·K) 7	Nuc 8	Pr _c 9	Pr _s 10	Re _{wc} 11
14.0	100.	19.40	6.28	.245	136.	927.8	64.02	7.2	6.6	2011.0
14.0	100.	19.82	3.97	.356	136.	1467.4	101.33	7.1	6.8	4117.0
14.0	250.	21.28	14.49	.256	136.	1005.7	69.64	7.0	5.9	3020.0
14.0	250.	21.64	10.04	.341	134.	1452.3	100.63	7.0	6.2	3969.0
14.0	250.	22.67	7.89	.439	132.	1848.6	128.34	6.9	6.2	5104.0
14.0	200.	23.31	15.10	.252	107.	772.3	53.67	6.8	5.8	2386.0
14.0	200.	24.07	10.56	.344	102.	1104.1	76.86	6.7	6.0	3144.0
14.0	200.	25.07	7.66	.436	110.	1503.1	104.83	6.7	6.1	4340.0
14.0	100.	24.36	4.08	.432	110.	1428.3	99.48	6.7	6.4	4269.0
14.0	100.	24.86	8.06	.244	110.	723.3	50.42	6.7	6.1	2425.0
14.0	150.	25.42	7.53	.340	107.	1162.3	81.12	6.6	6.1	3310.0
14.0	150.	25.23	16.13	.148	163.	542.3	37.84	6.6	5.6	2197.0
14.0	250.	26.91	7.50	.371	159.	1943.4	136.01	6.5	6.0	5453.0
14.0	200.	21.04	12.96	.237	134.	300.2	62.30	7.0	6.0	2738.0
14.0	200.	22.11	8.81	.335	132.	1323.7	91.80	6.9	6.2	3867.0
14.0	200.	23.05	6.43	.404	136.	1812.8	125.95	6.8	6.3	4864.0
14.0	300.	23.59	9.43	.420	135.	1854.2	128.96	6.8	6.1	5046.0
14.0	300.	24.99	8.12	.507	131.	2153.4	150.17	6.7	6.1	6011.0
14.0	400.	27.13	10.59	.503	131.	2201.8	154.16	6.5	5.8	6112.0
14.0	200.	26.78	10.34	.375	96.	1128.2	78.94	6.5	5.8	3332.0
14.0	300.	28.21	15.59	.371	96.	1121.8	78.71	6.4	5.5	3343.0
14.0	100.	27.22	5.37	.367	96.	1086.0	76.05	6.5	6.1	3273.0
14.0	100.	27.63	7.99	.254	101.	729.8	51.15	6.4	5.9	2394.0
14.0	200.	28.60	13.95	.261	103.	835.7	53.68	6.4	5.6	2557.0
14.0	150.	28.03	15.79	.153	163.	553.8	38.48	6.4	5.5	2335.0
14.0	150.	28.42	7.02	.249	162.	1245.5	87.47	6.4	5.9	3798.0
14.0	150.	26.23	13.68	.202	123.	639.5	44.70	6.6	5.7	2276.0
14.0	150.	26.79	6.22	.349	122.	1406.9	98.44	6.5	6.1	3939.0
14.0	300.	27.98	11.94	.358	121.	1465.1	102.75	6.4	5.7	4050.0
14.0	300.	28.42	13.12	.367	110.	1333.4	93.59	6.4	5.6	3803.0
14.0	300.	29.24	11.16	.482	100.	1567.3	110.18	6.3	5.7	4586.0
14.0	400.	30.48	14.95	.465	100.	1559.9	100.91	6.2	5.4	4488.0
14.0	150.	29.54	5.93	.455	101.	1474.2	103.69	6.3	5.9	4389.0
14.0	150.	29.90	13.16	.169	161.	664.7	46.78	6.3	5.5	2603.0
14.0	150.	29.34	7.20	.247	159.	1214.3	85.38	6.3	5.9	3746.0
14.0	250.	32.53	13.74	.220	160.	1061.0	75.04	6.1	5.4	3475.0
19.8	200.	25.43	9.63	.247	130.	856.3	84.53	6.6	5.9	4128.0
19.8	200.	26.39	6.27	.340	133.	1314.5	129.99	6.5	6.1	5886.0
19.8	200.	27.32	5.03	.420	127.	1639.9	162.46	6.5	6.1	7017.0
19.8	200.	28.71	12.88	.200	130.	640.2	63.59	6.4	5.6	3478.0
19.8	300.	27.91	9.09	.356	134.	1360.6	134.93	6.4	5.8	6312.0
19.8	300.	30.84	14.32	.241	133.	863.4	86.09	6.2	5.4	4393.0
19.8	200.	32.11	7.46	.330	110.	1104.6	110.40	6.1	5.7	5049.0
19.8	200.	32.37	6.27	.409	104.	1314.7	131.47	6.1	5.7	5927.0
19.8	100.	19.34	3.73	.323	126.	1104.0	107.73	7.2	6.8	4862.0
19.8	100.	19.78	6.60	.214	127.	624.6	61.00	7.1	6.5	3256.0
19.8	100.	20.20	4.97	.274	137.	830.1	81.13	7.1	6.6	4525.0
19.8	200.	20.89	8.41	.294	124.	980.4	95.95	7.0	6.3	4444.0
19.8	200.	21.56	6.20	.392	120.	1328.7	130.19	7.0	6.4	5772.0
19.8	100.	21.33	9.52	.141	161.	432.8	42.39	7.0	6.2	2788.0

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
19.8	100.	21.62	4.69	.228	163.	879.3	86.16	7.0	6.5	4560.0
19.8	100.	21.85	3.04	.315	161.	1356.31	32.97	6.9	6.7	6257.0
19.8	200.	22.11	5.52	.409	160.	1494.11	46.55	6.9	6.4	8084.0
19.8	200.	22.88	6.32	.291	163.	1304.81	28.18	6.8	6.3	5912.0
19.8	200.	23.49	13.16	.168	166.	626.6	61.62	6.8	5.8	3505.0
19.8	100.	22.02	7.89	.200	117.	522.4	51.32	6.8	6.2	2923.0
19.8	100.	23.26	3.60	.355	111.	1144.81	12.54	6.8	6.5	4940.0
19.8	250.	23.81	8.86	.357	112.	1163.01	14.44	6.8	6.1	5037.0
19.8	250.	24.66	6.64	.535	105.	1551.31	52.90	6.7	6.2	7165.0
19.8	150.	25.82	9.16	.222	126.	674.9	66.66	6.6	6.0	3616.0
19.8	150.	26.38	13.94	.122	162.	443.7	43.87	6.5	5.7	2563.0
19.8	150.	26.70	6.10	.233	163.	1013.41	00.27	6.5	6.1	4967.0
19.8	250.	26.75	10.08	.240	161.	1022.21	01.15	6.5	5.8	5058.0
19.8	250.	27.50	6.73	.340	159.	1532.01	51.81	6.5	6.0	7129.0
19.8	100.	26.99	3.41	.286	159.	1209.51	19.74	6.5	6.2	5967.0
24.8	100.	19.70	8.39	.161	133.	402.5	49.22	7.1	6.4	3207.0
24.8	200.	20.83	14.80	.154	132.	456.4	55.93	7.0	5.9	3186.0
24.8	200.	21.81	7.68	.274	131.	879.21	07.95	6.9	6.3	5530.0
24.8	200.	21.77	7.57	.281	131.	892.81	09.62	6.9	6.3	5684.0
24.8	300.	22.69	9.86	.303	133.	1027.41	26.36	6.9	6.1	6292.0
24.8	300.	23.90	7.29	.402	125.	1390.61	71.43	6.7	6.2	7959.0
24.8	400.	24.82	9.27	.406	127.	1456.51	79.87	6.7	6.0	8247.0
24.8	200.	26.02	11.36	.208	123.	594.4	73.58	6.6	5.8	4150.0
24.8	200.	25.99	7.37	.293	121.	916.51	13.43	6.6	6.0	5746.0
24.8	350.	27.08	11.83	.297	122.	999.41	23.95	6.5	5.7	5953.0
24.8	350.	28.53	18.48	.201	120.	639.5	79.52	6.4	5.4	4027.0
24.8	100.	24.17	5.94	.233	109.	569.0	70.18	6.7	6.3	4026.0
24.8	200.	24.88	10.13	.240	110.	666.9	82.36	6.7	6.0	4234.0
24.8	200.	25.57	7.89	.345	101.	856.31	05.89	6.6	6.0	5625.0
24.8	300.	26.64	11.66	.342	101.	869.31	07.72	6.5	5.8	5650.0
24.8	300.	26.54	10.33	.424	97.	981.01	21.53	6.5	5.8	6719.0
24.8	400.	28.49	13.52	.412	97.	999.01	24.22	6.4	5.6	6667.0
24.8	100.	28.10	9.11	.132	162.	370.6	46.05	6.4	5.8	3552.0
24.8	100.	28.15	6.15	.192	160.	549.4	68.27	6.4	6.0	5104.0
24.8	250.	28.41	13.59	.192	159.	621.5	77.27	6.4	5.6	5102.0
24.8	250.	28.98	8.61	.261	159.	980.41	22.02	6.3	5.8	6968.0
24.8	400.	29.70	12.94	.269	159.	1043.81	30.09	6.3	5.5	7254.0
24.8	400.	30.88	9.41	.357	159.	1435.91	79.35	6.2	5.7	9747.0
24.8	150.	20.04	7.64	.235	122.	662.7	81.09	7.1	6.4	4354.0
24.8	150.	20.54	4.65	.344	122.	1088.91	33.38	7.1	6.6	6366.0
24.8	250.	21.65	7.04	.371	123.	1198.81	47.16	7.0	6.4	7017.0
24.8	250.	22.12	6.52	.451	102.	1295.51	59.17	6.9	6.4	7126.0
24.8	250.	22.98	7.81	.361	111.	1081.01	33.03	6.8	6.2	6276.0
24.8	150.	23.15	10.68	.182	108.	474.5	58.41	6.8	6.0	3090.0
24.8	150.	23.68	9.28	.289	95.	545.7	67.24	6.8	6.1	4336.0
24.8	150.	24.17	5.90	.392	81.	858.61	05.90	6.7	6.3	5659.0
24.8	150.	24.02	3.98	.576	96.	1275.51	57.02	6.7	6.4	8768.0
24.8	250.	24.65	6.23	.576	96.	1350.01	67.40	6.7	6.2	8833.0
24.8	350.	26.03	8.82	.521	85.	1340.51	65.92	6.6	6.0	8035.0
24.8	150.	26.76	9.78	.199	107.	518.2	64.23	6.5	5.9	3480.0
24.8	100.	24.71	8.81	.144	160.	383.4	47.34	6.7	6.0	3670.0
24.8	100.	24.90	4.53	.239	161.	746.0	92.13	6.7	6.3	6162.0
24.8	250.	25.76	12.29	.221	159.	687.2	85.01	6.6	5.8	5693.0
24.8	250.	26.11	7.10	.283	159.	1189.71	47.27	6.6	6.1	7305.0
24.8	400.	27.83	11.11	.321	159.	1216.01	51.02	6.4	5.7	8460.0
24.8	400.	28.50	8.70	.405	157.	1552.41	93.04	6.4	5.8	10625.0
24.8	400.	29.13	7.30	.469	155.	1851.42	30.51	6.3	5.9	12226.0
24.8	250.	29.47	4.47	.474	150.	1887.92	35.19	6.3	6.0	12024.0

8. APROKSYMACJA DANYCH DOŚWIADCZALNYCH

8.1. Wybór określonych wielkości: temperatury, wymiaru liniowego i prędkości

8.1.1. Temperatura

Wybór temperatury dla której odczytujemy z tablic wartości ρ , c_p , η i λ jest bardzo istotny, ponieważ temperatura strugi cieczy nie jest jednolita. W zależności od tego czy mamy do czynienia z ogrzewaniem, czy chłodzeniem struga cieczy wznosi się lub opada ku ścianie. Ponadto temperatura strugi zmienia się na drodze przepływu. Ponieważ główny opór cieplny występuje właśnie w warstwie przyściennej i warunki tej warstwy decydują o całości przebiegu, należałoby kierować się jej temperaturą, zbliżoną do temperatury ściany. Ponieważ jednak określenie temperatury ściany nie zawsze będzie możliwe wygodniej jest przyjmować powyższe wartości dla średniej temperatury czynnika. Biorąc pod uwagę, że wielkości λ , c_p i ρ są stosunkowo mało zależne od temperatury, natomiast dużym zmianom podlegają wartości η oraz liczba Prandtla, niektórzy autorzy wyznaczają parametry dla średniej temperatury czynnika, a zaopatrują równanie precyzujące liczbę Nusselta poprawką o charakterze mnożnika. Poprawki mające uwzględnić zmienność lepkości stosuje się zarówno dla przepływu burzliwego jak i laminarnego. Mają one postać

$$\left(\frac{\eta_c}{\eta_s}\right)^{0,14} \quad \text{lub} \quad \left(\frac{Pr_c}{Pr_s}\right)^{0,25} \quad /8.1/$$

W pracy przyjęto zasadę określania parametrów dla średniej temperatury czynnika i wprowadzono poprawkę $(Pr_c/Pr_s)^{0,25}$.

Przyjęcie powyższej poprawki uwzględni również wpływ kierunku wnikania ciepła, ponieważ wiadomo, że większe wartości współczynników wnikania ciepła występują przy ogrzewaniu cieczy niż przy jej chłodzeniu.

8.1.2. Wymiar charakterystyczny

Przy zewnętrznym opływie cylindra w warunkach konwekcji naturalnej i wymuszonej, a także przy wibracji w jednej płaszczyźnie, charakterystycznym wymiarem l jest wartość $l = \frac{\pi D}{2}$ [5]. Jednak przy opracowywaniu danych doświadczalnych jako wymiar charakterystyczny przyjmowano średnicę cylindra D , co jest powszechnie stosowane.

8.1.3. Prędkość

Jeśli cylinder poddawany jest drganiom w jednej płaszczyźnie lub opływany płaską falą dźwiękową /przy czym mają miejsce drgania harmoniczne/ chwilową wartość prędkości drgań określa wyrażenie

$$v = A \omega \sin \omega \tau \quad /8.2/$$

Ponieważ średnia wartość sinusa kąta dla okresu 2π równa się $\frac{1}{\sqrt{2}}$ średnia wartość prędkości drgań będzie równa

$$v = \frac{A \omega}{\sqrt{2}} = \frac{2\pi A f}{\sqrt{2}} \quad /8.3/$$

Dla określenia liczby Reynoldsa Re_w przyjęto średnią prędkość drgań obliczoną z powyższego równania.

8.2. Metodyka opracowania aproksymacji

Podstawą do zbudowania równania określającego wpływ wibracji na wnikanie ciepła od cylindra do cieczy, jest wyprowadzone przy pomocy analizy wymiarowej równanie kryterialne /5.23/.

Ponieważ, jak zaznaczono w punkcie 8.1.1., wygodniej jest przyjmować do obliczeń średnią temperaturę czynnika i dla niej określać własności fizyczne, do równania tego wprowadzono poprawkę $\left(\frac{Pr_c}{Pr_s}\right)^{0,25}$. Również dla określenia liczby Reynoldsa Re_w przyjęto średnią prędkość drgań jak zaznaczono w punkcie 8.1.3. Uwzględniając powyższe modyfikacje równanie kryterialne przyjmie postać

$$Nu_c = b_1 \left(\frac{A}{D}\right)^{b_2} Re_{wc}^{b_3} Pr_c^{b_4} \left(\frac{Pr_c}{Pr_s}\right)^{0,25} \quad /8.4/$$

gdzie

$$Re_{wc} = \frac{2 \pi A f D}{v \sqrt{2}}$$

Po obustronnym zlogarytmowaniu powyższego równania otrzymamy równanie liniowe w postaci

$$y_1 = b_1 + b_2 x_1 + \dots + b_{m+1} x_m \quad /8.5/$$

gdzie

Y_1 - wartość zmiennej zależnej,

X_1 - wartości zmiennych niezależnych.

Mając n serii pomiarowych otrzymamy n takich równań. Ze względu na dużą liczbę zmiennych parametrów wejściowych, mających wpływ na wielkość wyjściową określającą współczynnik wnikania ciepła oraz dużą liczbę wykonanych pomiarów, zdecydowano się na

statystyczne opracowanie otrzymanych wyników za pomocą podprogramu CALL FREGRESWIEL o nazwie: "wyznaczanie współczynników regresji wielokrotnej metodą najmniejszych kwadratów", który wchodzi w skład oprogramowania maszyny cyfrowej ODRA 1305 [25].

Jeśli X_1, X_2, \dots, X_m przedstawiają m -zmiennych rzeczywistych a y będzie zmienną losową o rozkładzie normalnym i jednakowej wariancji w każdym punkcie $X_{1i}, X_{2i}, \dots, X_{mi}$, to oszacowanie średniej wartości dla y jest funkcją liniową i ma postać

$$y = b_1 + b_2 x_1 + b_3 x_2 + \dots + b_{m+1} x_m \quad /8.6/$$

Podprogram szuka takiej hiperpłaszczyzny w przestrzeni $m+1$ wymiarowej by suma kwadratów odchyleń:

$$Q = \sum_{i=1}^n /y_i - b_1 - b_2 x_{1i} - b_3 x_{2i} - \dots - b_{m+1} x_{mi}/^2 \quad /8.7/$$

stanowiła minimum ze względu na b_1, b_2, \dots, b_{m+1} . Różniczkując Q względem $b_j / j = 1, 2, \dots, m+1 /$ otrzymuje układ $m+1$ równań normalnych. Do rozwiązania stosuje metodę eliminacji Gaussa.

Podprogram oblicza również średnie odchylenie standardowe regresji wielokrotnej ze wzoru

$$S_{yx} = \sqrt{\frac{1}{n-k} \sum_{i=1}^n /y_i - b_1 x_{1i} - \dots - b_{m+1} x_{mi}/^2} \quad /8.8/$$

8.3. Aproksymacja ogólna

Wyniki 310 pomiarów, w tym 124 wykonanych na wodzie, 78 na oleju transformatorowym i 108 na metanolu opracowano przy pomocy EMC wykorzystując podprogram biblioteczny CAL FREGRESWIEL.

Otrzymano równanie kryterialne w postaci:

$$Nu_c = 0,012 \left(\frac{A}{D}\right)^{0,25} Re_{wc}^{1,05} Pr_c^{0,60} \left(\frac{Pr_c}{Pr_s}\right)^{0,25} \quad /8.9/$$

z wartością błędu standartowego regresji wielokrotnej

$$S_{yx} = 0,0025.$$

Obliczono również dla każdego pomiaru stosunek różnicy liczby Nusselta uzyskanej z pomiaru i obliczonej wg /8.9/ do liczby Nusselta obliczonej wg /8.9/

$$ST = \frac{Nu_p - Nu_c}{Nu_c} \quad /8.10/$$

Umożliwiło to obliczenie średniego względnego błędu aproksymacji, który wynosi $\pm 9,5 \%$.

Celem zbudowania wykresu korelacyjnego obliczono dla każdego pomiaru następującą zależność

$$K = \frac{Nu_p}{\left(\frac{A}{D}\right)^{0,25} Pr_c^{0,60} \left(\frac{Pr_c}{Pr_s}\right)^{0,25}} \quad /8.11/$$

Wykres korelacyjny przedstawiono na rys. 6.

Wykorzystując podprogram biblioteczny CALL FTESTKOREL o nazwie: "współczynnik korelacji liniowej - obliczenie wartości, testowanie istotności oraz wyznaczenie przedziałów ufności" obliczono dla zadanego poziomu istotności $\alpha = 0,005$;

- wartość współczynnika korelacji liniowej

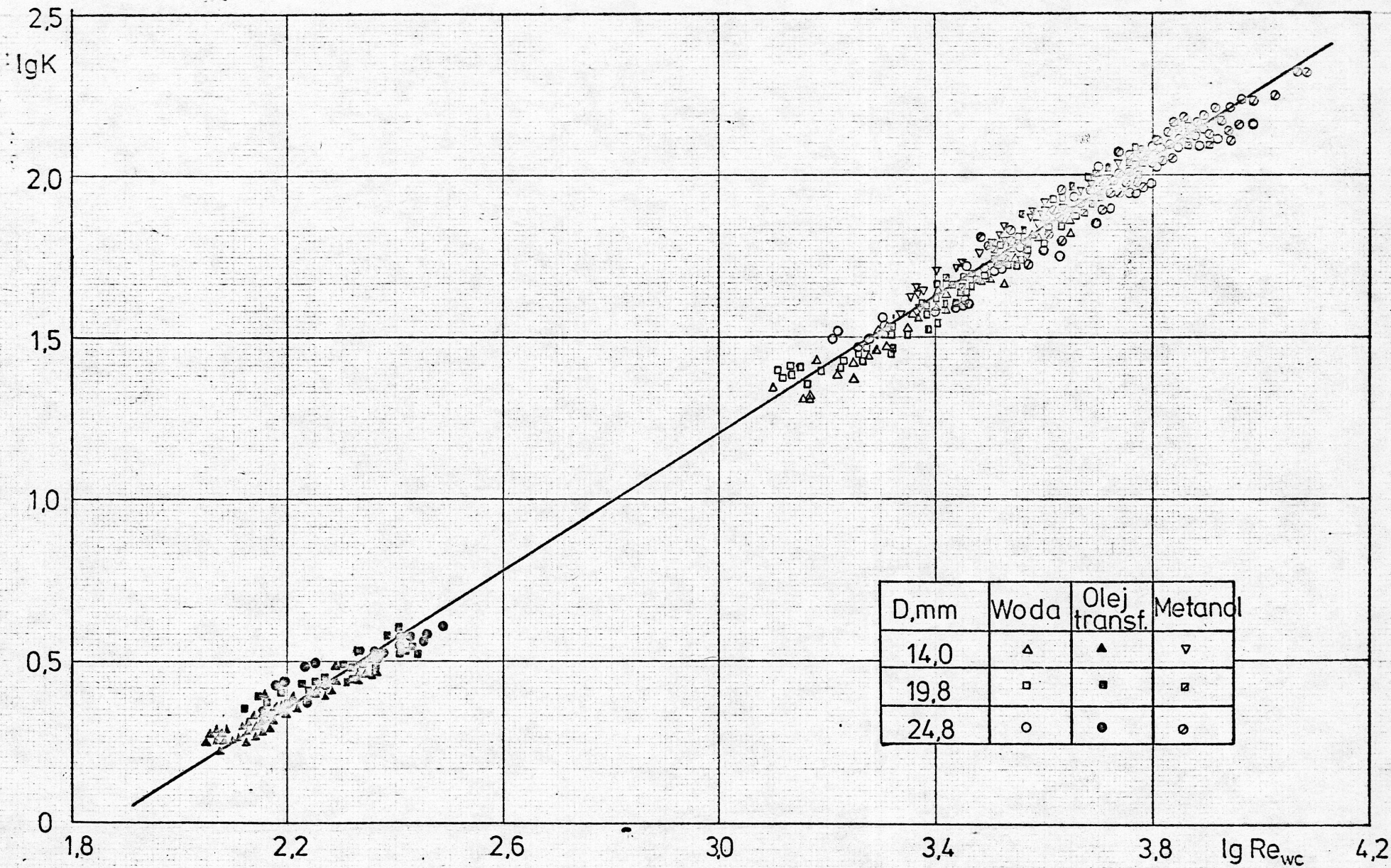
$$R = 0,981675$$

- wartość testu studenta

$$T = 90,41$$

- przedział ufności dla współczynnika korelacji

$$/0,98056; 0,98279/$$



Ryc.6. Zależność $\lg \frac{Nu_c}{\left(\frac{\lambda}{D}\right)^{0,25} Pr^{0,80} \left(\frac{Pr}{Pr_s}\right)^{0,25}} = \lg K \text{ od } \lg Re_{wc}$

Porównując otrzymaną wartość testu T - Studenta z odczytaną z tablic statystycznych krytyczną wartością rozkładu $T_{d,f}$ - Studenta /90,41 \gg 2,83/ można stwierdzić, że otrzymana korelacja /8,9/ jest wysoce istotna.

Zależność /8.9/ dotyczy następującego zakresu przebadanych zmiennych:

$$D = 14,0 - 24,8 \text{ mm}$$

$$A = 0,1 - 0,6 \text{ mm}$$

$$f = 80 - 165 \text{ Hz}$$

$$\Delta T = 4 - 29 \text{ K}$$

$$Re_{wc} = 85 - 12200$$

$$Pr_c = 4,7 - 310$$

9. ANALIZA WYNIKÓW BADAŃ WSPÓŁCZYNNIKA WNIKANIA CIEPŁA PRZY WIBRACJI

W oparciu o otrzymane równanie kryterialne /8.9/ zbudowano wykres korelacyjny /rys. 6/ oraz sporządzono wykresy /rys. 7-12/. Przedstawione wykresy ilustrują wpływ najistotniejszych parametrów na wartość współczynnika wnikania ciepła d_w .

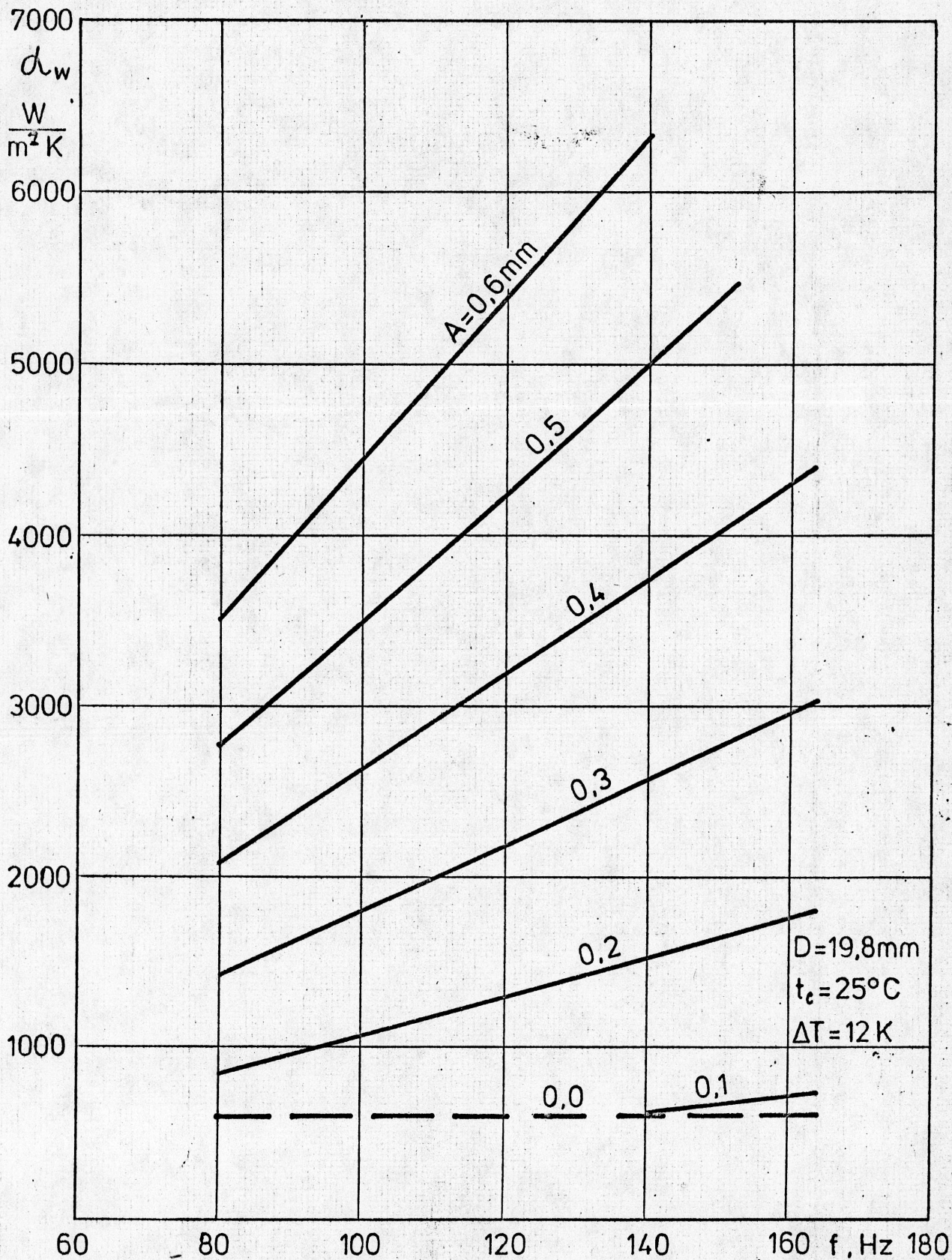
Celem uzależnienia współczynnika wnikania ciepła od poszczególnych zmiennych równanie kryterialne /8.9/ przekształcono otrzymując zależność:

$$d_w = 0,0574 \frac{A^{1,30} f^{1,05} c_{pc}^{0,60} \rho_c^{1,05} \lambda_c^{0,40}}{D^{0,20} \eta_c^{0,45}} \left(\frac{Pr_c}{Pr_s} \right)^{0,25} \quad /9.1/$$

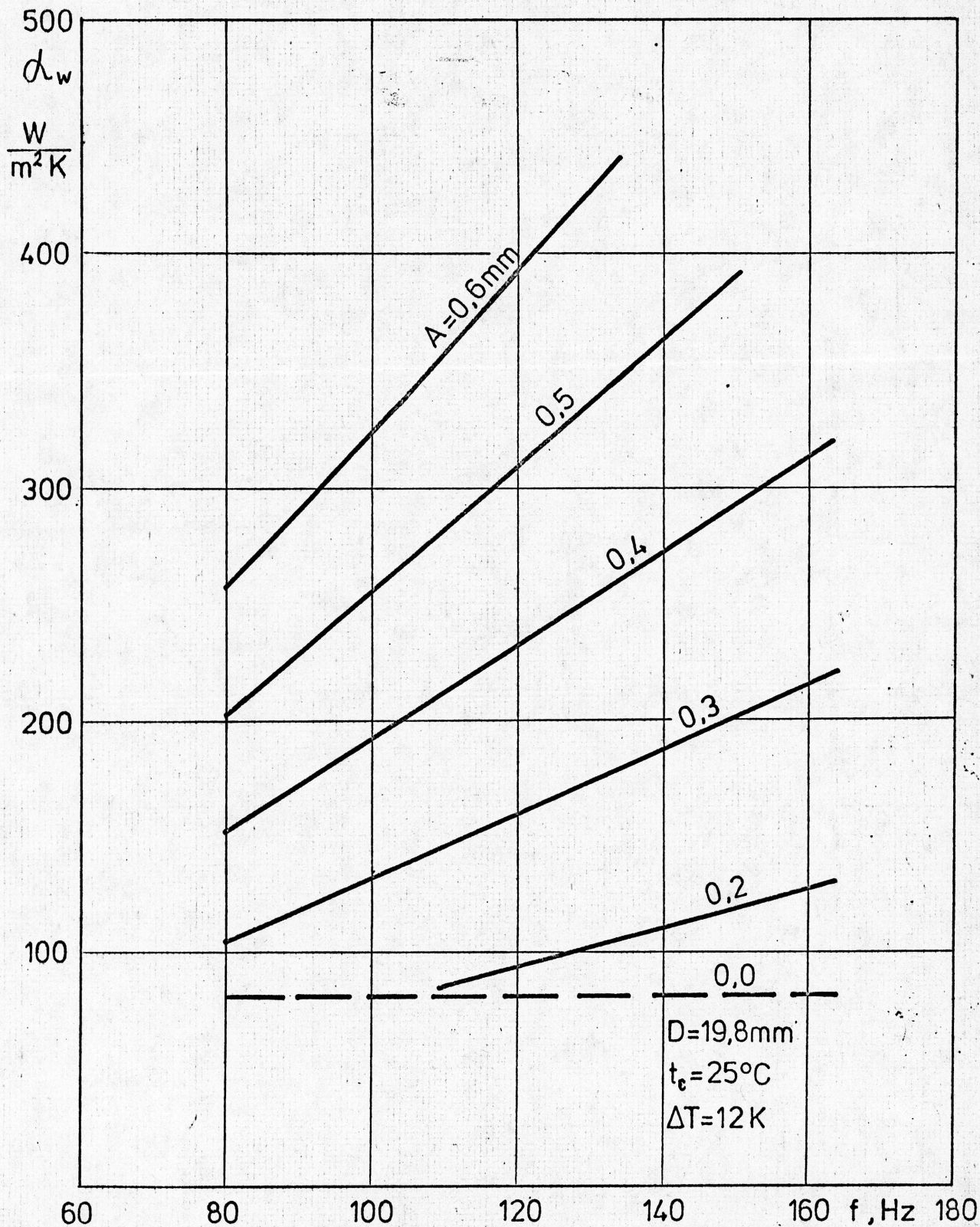
Z powyższej zależności wynika, że największy wpływ na wartość współczynnika wnikania ciepła d_w ma amplituda drgań A /wykładnik potęgi 1,30/. W przypadku wysokich amplitud drgań lub niskich amplitud drgań lecz przy dużym stosunku amplitudy drgań do średnicy cylindra /drutu/, wpływ ten jest znacznie niższy i wyraża się potęgą 0,54 [24], 0,67 [24], 0,85 [29].

Współczynnik wnikania ciepła zależy również dość znacznie od częstotliwości drgań f /w potęgę 1,05/. Również i w tym przypadku dla wysokich amplitud drgań i niskich częstotliwości wpływ częstotliwości drgań wyrażony jest niższą potęgą 0,67 [24], 0,60 [29].

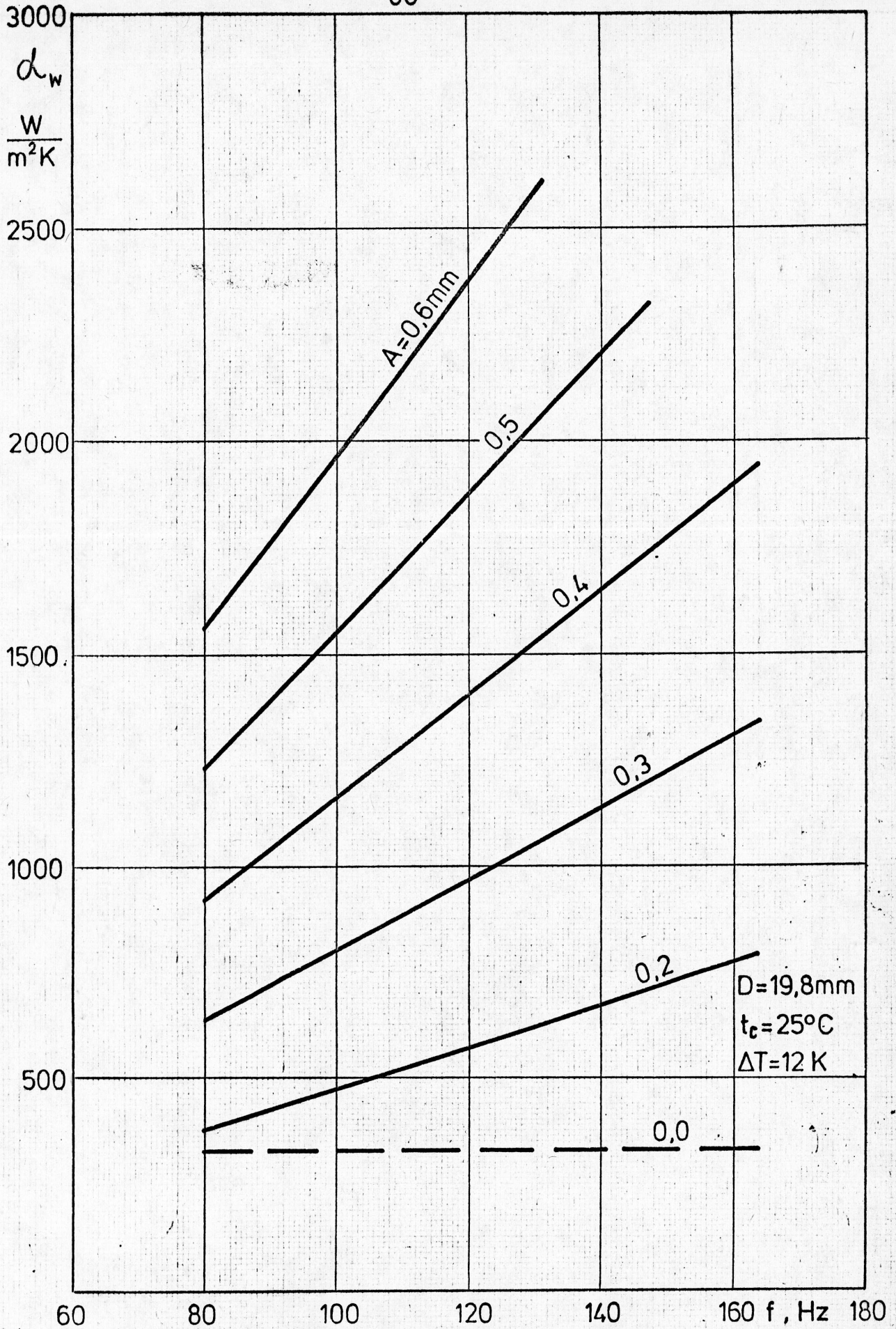
Większy wpływ amplitudy drgań A niż częstotliwości f na wartość współczynnika wnikania ciepła wskazuje, że dla tej samej intensywności wibracji /Af/ wartość d_w będzie tym większa im wyższa będzie amplituda drgań. Wpływ amplitudy i częstotliwości na wartość współczynnika d_w , dla badanych cieczy przy $\Delta T = 12K$



Rys.7. Zależność współczynnika wnikańia ciepła od częstotliwości drgań dla wody przy różnych amplitudach



Rys. 8. Zależność współczynnika wnikania ciepła od częstotliwości drgań dla oleju transformatorowego przy różnych amplitudach drgań

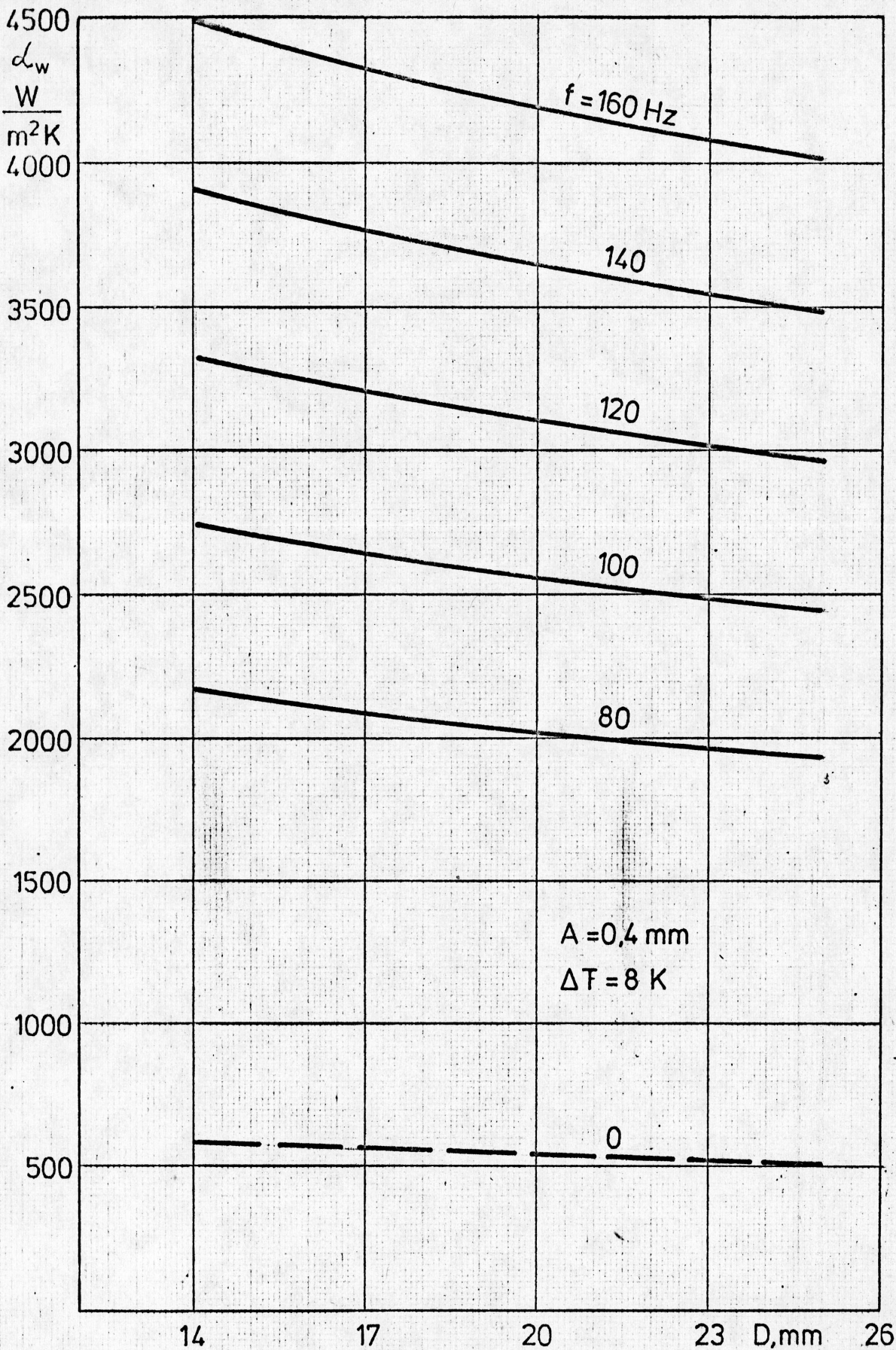


Rys. 9. Zależność współczynnika wnikania ciepła od częstotliwości drgań dla metanolu przy różnych amplitudach drgań

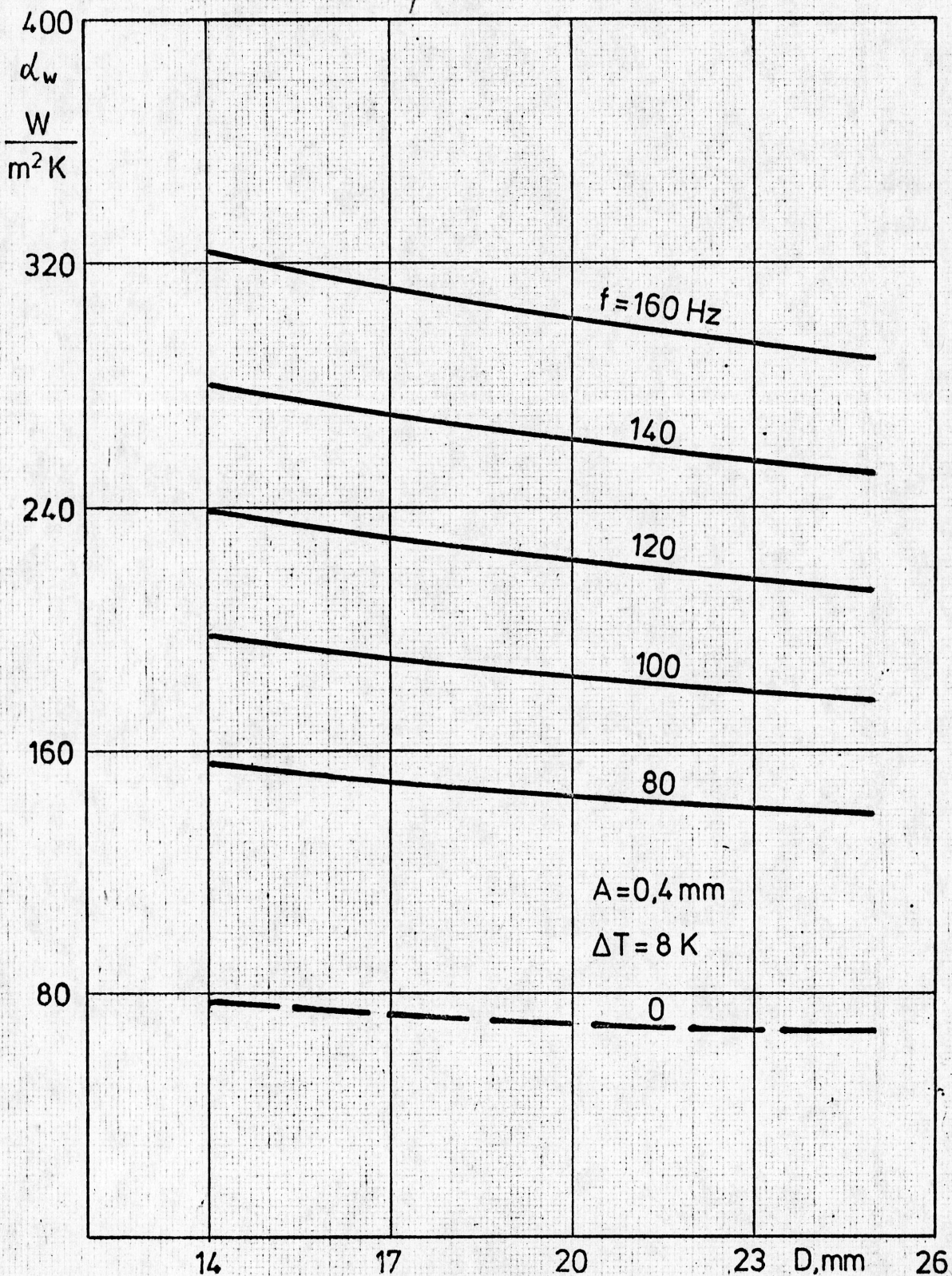
przedstawiono na rysunkach 7-9. Jak widać z rysunków, dla stałej amplitudy drgań A przy wzroście częstotliwości f , wartość współczynnika wnikania ciepła zmienia się w sposób bardzo zbliżony do liniowego /w równaniu $d_w \approx f^{1,05}$ /.

Podczas prowadzenia badań zaobserwowano istnienie "krytycznej intensywności wibracji $/Af/$ ", poniżej której nie stwierdzono wpływu wibracji na wnikanie ciepła. Wartość ta zależna była w pewnym stopniu od wpływu konwekcji naturalnej, tzn. im wpływ konwekcji naturalnej był większy /większa wartość napędowej różnicy temperatur ΔT /, tym "krytyczna intensywność wibracji" nieznacznie wzrastała. Analizując wyniki pomiarów oraz otrzymane równanie kryterialne można przyjąć, że dla średniej napędowej różnicy temperatur w badanym zakresie ΔT , "krytyczna intensywność wibracji" wynosi: dla wody $/Af/ = 0,1 \cdot 140$, dla oleju transformatorowego $/Af/ = 0,2 \cdot 120$ i dla metanolu $/Af/ = 0,2 \cdot 80$. Wartości powyższe można przyjąć dla trzech badanych cylindrów. Wydaje się, że istnienie krytycznej intensywności wibracji można tłumaczyć tym, że przy bardzo niskich amplitudach drgań cylinder nie przekracza warstwy przyściennej cieczy, a więc nie powoduje jej "zrywania" i zmiany wartości współczynnika wnikania ciepła. Należy przypomnieć, że występowanie krytycznej intensywności wibracji stwierdzono również w badaniach prowadzonych przez Martinelli'ego i Boeltera [5] oraz Fanda i Peeblesa [12].

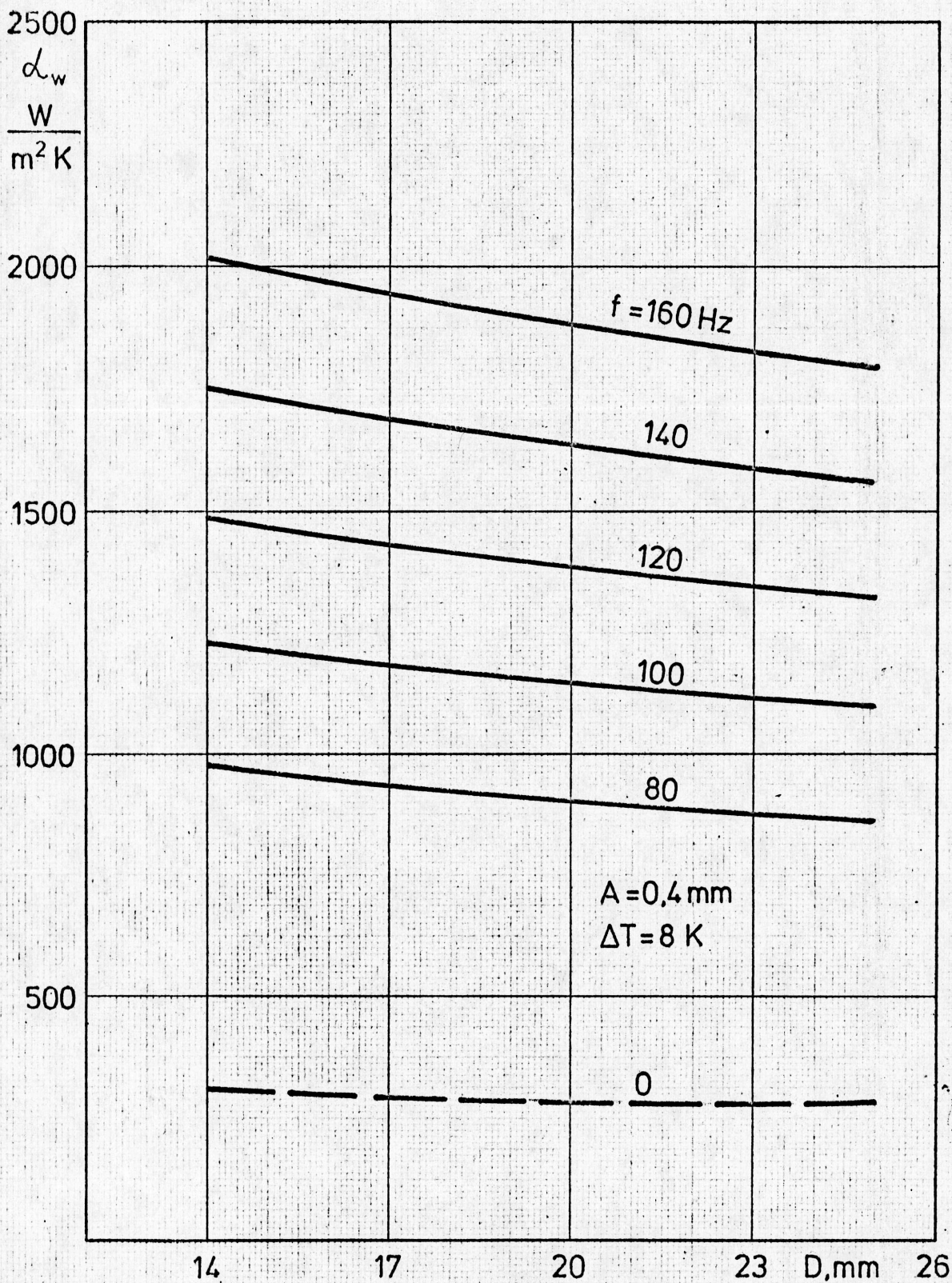
Po przekroczeniu "krytycznej intensywności wibracji" występuje już znaczne "zrywanie" warstwy przyściennej cieczy o czym świadczy wykładnik potęgi 0,4 przy współczynniku przewodzenia ciepła. W zależności /9.1/ występuje większy wpływ lepkości cieczy η_c na d_w wyrażający się wykładnikiem potęgi-0,45, w porów-



Rys.10 . Zależność współczynnika wnikania ciepła od średnicy cylindra dla wody przy różnych częstotliwościach drgań



Rys.11 . Zależność współczynnika wnikania ciepła od średnicy cylindra dla oleju transformatorowego przy różnych częstotliwościach drgań



Rys. 12. Zależność współczynnika wnikańia ciepła od średnicy cylindra dla metanolu przy różnych częstotliwościach drgań

naniu z badaniami dla wyższych amplitud drgań [24],[29]. Można to tłumaczyć tym, że stosunek grubości warstwy przyściennej cieczy, mającej znaczny wpływ na wnikanie ciepła, do amplitudy drgań jest tutaj większy niż dla wysokich amplitud drgań.

Nieznaczna zależność współczynnika wnikania ciepła od średnicy cylindra w badanym zakresie średnic, wyrażająca się wykładnikiem potęgi - 0,20 znajduje potwierdzenie w pracy [30], gdzie zamieszczono wykres zależności α_w od średnicy cylindra dla $f < 80$ Hz. W innych natomiast pracach, gdzie podawane są równania kryterialne, zależność ta jest wyższa. Zależność współczynnika wnikania ciepła od średnicy cylindra dla $A = 0,4$ mm, $\Delta T = 8$ K przy różnych częstotliwościach drgań przedstawiono na rysunkach 10-12.

10. PORÓWNANIE WYNIKÓW BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH Z PODOBNYMI WYNIKAMI ZAMIESZCZONYMI W LITERATURZE

10.1. Metodyka porównania

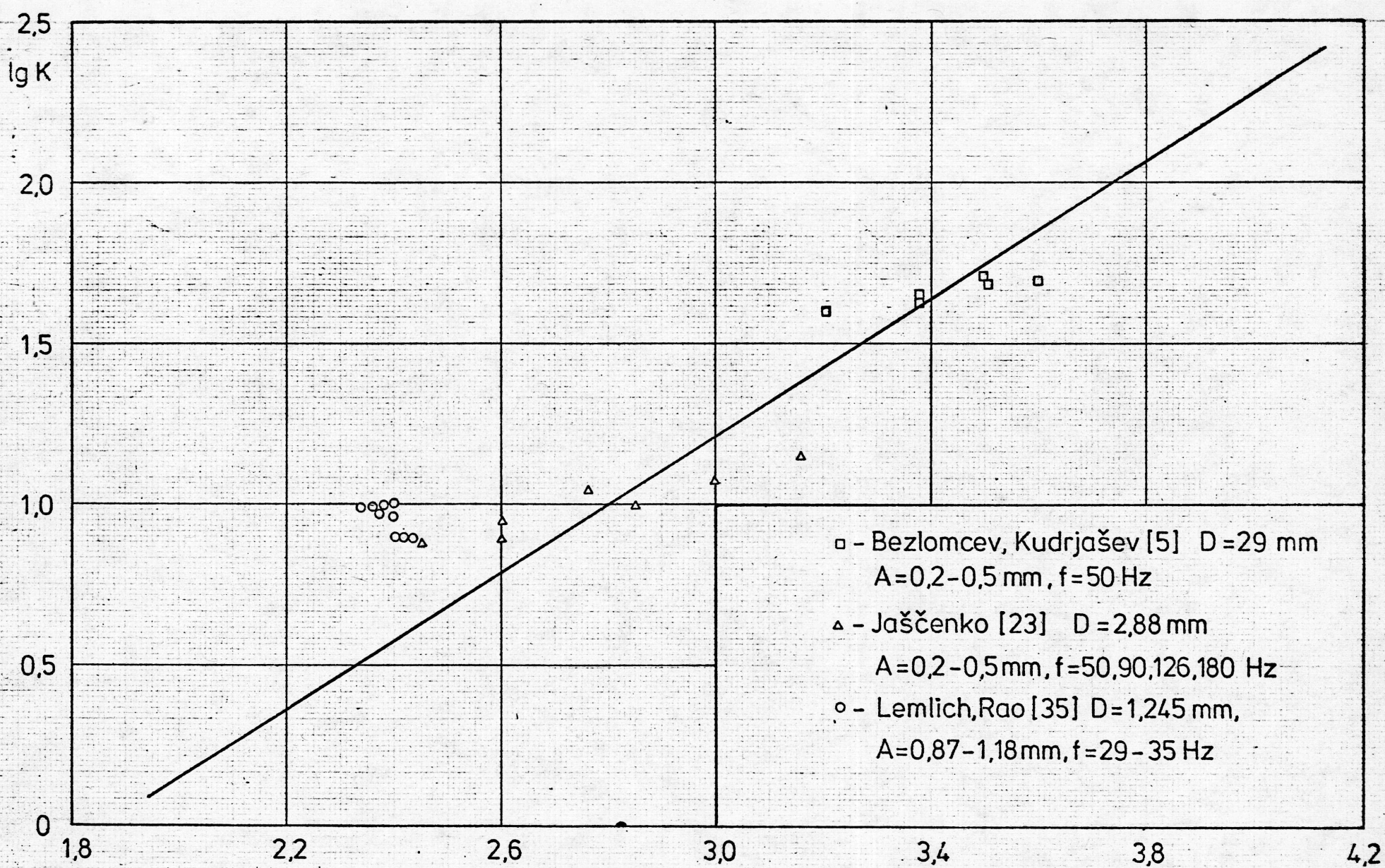
Z uwagi na brak danych literaturowych dotyczących badanego przez autora zakresu parametrów, porównanie otrzymanych wyników możliwe jest tylko wtedy jeżeli przyjmiemy za podstawę wartości uzyskiwanych liczb Reynolda Re_w . W dostępnej literaturze konkretne wyniki badań /pomiarów/ zamieszczone są tylko przez Lemlicha i Rao [35], natomiast w pozostałych przypadkach podano równania kryterialne lub wyniki przedstawiono w formie wykresów.

Jako metodykę porównania przyjęto zasadę naniesienia na wykres obrazujący uzyskaną przez autora zależność korelacyjną, wyników badań zamieszczonych w [35] oraz wyników badań obliczonych w oparciu o zamieszczone równania kryterialne dla podobnego zakresu amplitud drgań.

10.2. Zestawienie wyników porównań i wnioski

Z zamieszczonych przez Lemlicha i Rao [35] wyników badań naniesiono na wykres /rys. 13/ tylko te, dla których stosunek A/D jest mniejszy od 1. Jednak i w tym przypadku wartości te odbiegają w sposób istotny od uzyskanych przez autora. Wartości te leżą powyżej otrzymanej zależności korelacyjnej.

Naniesione na wykres /rys. 13/ obliczone w oparciu o równanie kryterialne wyniki badań Bezlomceva i Kurdiaseva podane w [5] leżą zarówno nad jak i pod otrzymaną zależnością korelacyjną. W tym przypadku, zgodną z badaniami autora udało się przy-



Rys.13 . Uzyskana przez autora zależność korelacyjna $\lg \frac{Nu_c}{(A/D)^{0,25} Pr_c^{0,60} (Pr_c/Pr_s)^{0,25}} = \lg K$ od $\lg Re_{wc}$ z naniesionymi wynikami badań innych autorów

jąc jedynie amplitudę drgań A, natomiast średnica cylindra D odbiega w sposób nieznaczny.

W podobnym zakresie zmiennych parametrów wibracji, lecz dla rurki o małej średnicy prowadzone były badania Jascenki [23]. Obliczone w oparciu o uzyskane równanie kryterialne wyniki badań naniesiono na wykres korelacyjny /rys. 13/. Stwierdzono tutaj, że zgodność uzyskanych punktów z krzywą korelacyjną jest tym większa im częstotliwość drgań jest bliższa do badanej przez autora.

Z naniesionych wyników badań można wyciągnąć wniosek, że wyniki badań uzyskane przez innych autorów w podobnym zakresie amplitud lecz znacznie różnych innych parametrach oscylują wokół otrzymanej przez autora zależności, natomiast w przypadku wyższych amplitud drgań, przy bardzo małej średnicy elementu drgającego 35 wyniki te leżą powyżej otrzymanej zależności. Wynika to z faktu, że przy drganiach drutów, średnica ich ma znacznie większy wpływ na wartość współczynnika wnikania ciepła niż w przypadku badanych cylindrów.

11. ANALIZA DOKŁADNOŚCI PRZEPROWADZONYCH BADAŃ

Eliminując z uzyskanych wyników badań te, które obarczone są błędami grubymi oraz przyjmując, że błędy systematyczne są pomijalnie małe, można określić z pewnym prawdopodobieństwem granice w jakich mieszczą się pozostałe błędy przypadkowe. W przeprowadzonych badaniach istotne jest określenie stopnia dokładności wyznaczania współczynnika wnikania ciepła α oraz liczby Reynoldsa Re_w .

Wielkości powyższe obliczane są w oparciu o dane pomiarowe zamieszczone w punkcie 7.6.

11.1. Średni kwadratowy błąd wyznaczania współczynnika wnikania ciepła

Współczynnik wnikania ciepła obliczano z zależności

$$\alpha = \frac{q}{\pi D l \Delta T}$$

Średni kwadratowy błąd bezwzględny obliczania współczynnika wnikania ciepła określa więc następująca zależność

$$\sigma_\alpha = \sqrt{\left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \sigma_q\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial D} \sigma_D\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial l} \sigma_l\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \Delta T} \sigma_{\Delta T}\right)^2} \quad /11.1/$$

gdzie:

$\frac{\partial \alpha}{\partial q}, \frac{\partial \alpha}{\partial D}, \dots, \frac{\partial \alpha}{\partial \Delta T}$ - pochodne cząstkowe współczynnika wnikania ciepła względem poszczególnych wielkości $q, D, \dots, \Delta T$

$\sigma_q, \sigma_D, \dots, \sigma_{\Delta T}$ - średni błąd bezwzględny wielkości $q, D, \dots, \Delta T$

Pochodne cząstkowe współczynnika wnikania ciepła względem elementarnych wielkości

$$\frac{\partial d}{\partial Q} = \frac{1}{\pi D l \Delta T} \quad /11.2/$$

$$\frac{\partial d}{\partial D} = - \frac{Q}{\pi D^2 l \Delta T} \quad /11.3/$$

$$\frac{\partial d}{\partial l} = - \frac{Q}{\pi D l^2 \Delta T} \quad /11.4/$$

$$\frac{\partial d}{\partial \Delta T} = - \frac{Q}{\pi D l \Delta T^2} \quad /11.5/$$

Średni błąd bezwzględny poszczególnych wielkości przyjęto bądź w oparciu o wartość elementarnej działki, bądź klasę przyrządu

$$\sigma_Q = 5,0 \text{ W}$$

$$\sigma_l = 1,0 \text{ mm}$$

$$\sigma_D = 0,1 \text{ mm}$$

$$\sigma_{\Delta T} = 0,2 \text{ K}$$

Wartości średnie ustalone przez pomiary:

$$D = 19,8 \text{ mm} = 0,0198 \text{ m}$$

$$l = 0,39 \text{ m}$$

$$Q = 500 \text{ W}$$

$$\Delta T = 9,73 \text{ K dla } f = 117 \text{ Hz, } A = 0,319 \text{ mm}$$

Pochodne cząstkowe:

$$\frac{\partial d}{\partial Q} = \frac{1}{3,1416 \cdot 0,0198 \cdot 0,39 \cdot 9,73} = 4,24$$

$$\frac{\partial d}{\partial D} = - \frac{500}{3,1416 \cdot 0,0198^2 \cdot 0,39 \cdot 9,73} = 106993,1$$

$$\frac{\partial d}{\partial l} = - \frac{500}{3,1416 \cdot 0,0198 \cdot 0,39^2 \cdot 9,73} = 5431,4$$

$$\frac{\partial d}{\partial \Delta T} = - \frac{500}{3,1416 \cdot 0,0198 \cdot 0,39 \cdot 9,73^2} = 217,7$$

Wobec powyższego, wartość średnia kwadratowego błędu bezwzględnego współczynnika wnikania ciepła wyniesie

$$\begin{aligned} \sigma_d &= \sqrt{(4,24 \cdot 5,0)^2 + (106993,1 \cdot 0,1 \cdot 10^{-3})^2 + (5431,4 \cdot 1,0 \cdot 10^{-3})^2 +} \\ &\quad + (217,7 \cdot 0,2)^2} = \sqrt{449,44 + 114,47 + 29,50 + 1895,7} = 49,9 \end{aligned}$$

Średni względny błąd kwadratowy

$$\sigma'_d = \frac{\sigma_d}{d} \cdot 100 \% = \frac{49,9}{2117,7} = 2,36 \%$$

Graniczny błąd względny wartości średnich błędu współczynnika wnikania ciepła

$$3 \sigma'_d = 7,08 \%$$

11.2. Średni kwadratowy błąd wyznaczania liczby Reynoldsa

Liczbę Reynoldsa charakteryzującą wibrację obliczano z zależności

$$Re_w = \frac{2\pi A f D}{\sqrt{2} \nu}$$

Średni kwadratowy błąd bezwzględny obliczania liczby Reynoldsa określa następująca zależność

$$\sigma_{Re_w} = \sqrt{\left(\frac{\partial Re_w}{\partial A} \sigma_A\right)^2 + \left(\frac{\partial Re_w}{\partial f} \sigma_f\right)^2 + \left(\frac{\partial Re_w}{\partial D} \sigma_D\right)^2} \quad /11.6/$$

Pochodne cząstkowe:

$$\frac{\partial Re_w}{\partial A} = \frac{2 \pi f D}{v \sqrt{2}} \quad /11.7/$$

$$\frac{\partial Re_w}{\partial f} = \frac{2 \pi A D}{v \sqrt{2}} \quad /11.8/$$

$$\frac{\partial Re_w}{\partial D} = \frac{2 \pi A f}{v \sqrt{2}} \quad /11.9/$$

Średnie błędy bezwzględne pomiaru amplitudy i częstotliwości drgań określone w oparciu o klasę przyrządu wynoszą

$$\sigma_A = \frac{0,32 \cdot 1,5}{100} = 0,005 \text{ mm} \quad \text{dla } A < 0,32 \text{ mm}$$

$$\sigma_A = 0,015 \quad \text{dla } A > 0,32 \text{ mm}$$

$$f = \frac{v}{2 \pi A}$$

$$\sigma_f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial v} \sigma_v\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial A} \sigma_A\right)^2} \quad /11.10/$$

$$\sigma_v = \frac{0,32 \cdot 1,5}{100} = 0,005 \text{ m/s}$$

$$\sigma_f = \sqrt{\left(\frac{1}{2 \pi A} \sigma_v\right)^2 + \left(-\frac{v}{2 \pi A^2} \sigma_A\right)^2}$$

Przyjmując wartości średnie

$$A = 0,30 \text{ mm}, \quad v = 0,226 \text{ m/s}$$

$$\sigma_f = \sqrt{\left(\frac{1}{2 \cdot 3,1416 \cdot 0,00030} \cdot 0,005\right)^2 + \left(-\frac{0,226 \cdot 0,005 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 3,1416 \cdot 0,0003^{-2}}\right)^2} =$$
$$= \sqrt{7,04 + 3,99} = 3,3 \text{ Hz}$$

Przyjęto wartości średnie dla przeprowadzonych pomiarów

$$D = 0,0198 \text{ m}$$

$$A = 0,30 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$f = 120 \text{ Hz}$$

$$\nu = 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

Wartość średnia kwadratowego błędu bezwzględnego liczby Reynoldsa wyniesie

$$\sigma_{Re_w} = \sqrt{\left(\frac{2 \cdot 3,14 \cdot 120 \cdot 0,0198}{1,4142 \cdot 1,0 \cdot 10^{-6}} \cdot 0,5 \cdot 10^{-5}\right)^2 + \left(\frac{2 \cdot 3,14 \cdot 0,30 \cdot 10^{-3}}{1,4142 \cdot 1,0 \cdot 10^{-6}}\right)^2}$$
$$\frac{0,0198}{3,2})^2 + \left(\frac{2 \cdot 3,14 \cdot 0,3 \cdot 10^{-3} \cdot 120}{1,4142 \cdot 1,0 \cdot 10^{-6}} \cdot 0,1 \cdot 10^{-6}\right)^2 =$$
$$= \sqrt{2783,1 + 7347,5 + 2,6} = 100,7$$

Średni względny błąd kwadratowy

$$\sigma'_{Re_w} = \frac{\sigma_{Re_w}}{Re} \cdot 100 \% = \frac{100,7}{3165,3} = 3,18 \%$$

Graniczny błąd względny wartości średnich błędów liczby Reynoldsa

$$3 \sigma_{Re_w} = 9,54 \%$$

11.3. Podsumowanie analizy dokładności przeprowadzonych badań

Przyjmując graniczny błąd względny wartości średnich równy $3 \sigma_x$ otrzymuje się prawdopodobieństwo 99,7 % /standaryzowana krzywa Gaussa/, że wynik jakiegokolwiek pomiaru, który będzie przeprowadzony w tych samych warunkach, zawarty będzie w granicach $\pm 3 \sigma_x$.

W wyniku przeprowadzonej analizy otrzymano stosunkowo niskie wartości granicznego względnego błędu wyznaczania wielkości końcowych, obliczonych w oparciu o mierzone parametry. Na uzyskaną wartość błędu wyznaczania liczby Reynoldsa istotny wpływ ma klasa przyrządu mierzącego parametry wibracji, która wprawdzie nie jest zbyt niska, ale dostatecznie niska dla tego typu pomiarów.

Należy jednak podkreślić, że uzyskane błędy leżą w zakresach wartości podawanych w analizach błędów publikowanych tego typu badań [5],[29],[34].

12. WNIOSKI

Z przeprowadzonych w pracy badań eksperymentalnych oraz analizy danych literaturowych można wyciągnąć następujące wnioski:

1. Wibracja cylindra powoduje znaczny wzrost współczynnika wnikania ciepła α_w w porównaniu z przypadkiem konwekcji naturalnej. Uzyskano około 5-9 krotne jego zwiększenie, przy czym niższa wartość dotyczy oleju transformatorowego, wyższa natomiast wody.
2. Wzrost współczynnika α_w przy wibracji jest większy dla cylindrów o mniejszej średnicy przy niezmiennych innych warunkach.
3. Większy wpływ na wzrost współczynnika wnikania ciepła α_w posiada amplituda drgań w porównaniu z częstotliwością, tzn. dla tej samej intensywności wibracji ($A f$) w przypadku większej amplitudy A współczynnik α_w będzie wyższy.
4. Stwierdzono istnienie "krytycznej intensywności wibracji ($A f$)" poniżej której wibracja nie ma wpływu na wnikanie ciepła. Wartość jej zależy od własności fizycznych cieczy.
5. W badanym zakresie zmian parametrów wartość współczynnika wnikania ciepła α_w można określać w oparciu o otrzymaną zależność kryterialną /8.9/. W przypadku identycznych amplitud drgań do badanych przez autora, natomiast różnych pozostałych zmiennych oraz tego samego zakresu liczb Reynoldsa powyższa zależność może dać również zadowalające wartości współczynnika α_w .
6. W przypadku cieczy o dużej lepkości większy wzrost współczynnika wnikania ciepła można uzyskać stosując drgania o niższej

częstotliwości, natomiast znacznie wyższej amplitudzie [24].

7. Istnieje możliwość wykorzystania drgań o niskich amplitudach oraz wysokich częstotliwościach do znacznego intensyfikowania procesu wymiany ciepła dla warunków konwekcji naturalnej.

LITERATURA

- [1] BERGLES A.E.: The Influence of Flow Vibrations on Forced-Convection Heat Transfer. Journal of Heat Transfer, nr 11, 1964, s. 559-560.
- [2] BLACK W.Z., CARR W.W.: Application of a Differential Interferometer to the Measurement of Heat Transfer Coefficients. The Review of Scientific Instruments, t. 42, nr 3, 1971, s. 337-340.
- [3] BOLOGA M.K., LEVIN G.M., PAUKOV JU.N.: Vlijanje kolebanij na konvektivnuju teplootdaču. Akademija Nauk Moldavskoj SSR, nr 3, 1963, s.82-97.
- [4] BURENKOV N.A.: Intensifikacija tehnologičeskich processov v piščevoi promyšlennosti pri pomošči niskočastotnyh kolebanij. Technika, Kiev 1969.
- [5] BUZNIK V.M.: Intensifikacija teploobmena v sudovyh ustanovkach. Sudostroenie, Leningrad 1969.
- [6] CARR W.W., BLACK W.Z.: Interferometric Measurement of Instantaneous Local Heat Transfer from a Horizontally Vibrating Isothermal Cylinder. Int. J. Heat Mass Transfer, t. 17, nr 6, 1974, s. 633-642.
- [7] CARR W.W., BLACK W.Z.: Interferometric Flow Visualization of Free Convection from a Horizontally Vibrating Isothermal Cylinder. Int. J. Heat Mass Transfer, t. 18, 1975, s.583-587.
- [8] DAVIDSON B.J., RILEY N.: Jets induced by oscillatory motion. J. Fluid Mech., t. 53, cz. 2, 1972, s. 287-303.
- [9] DAVIDSON B.J.: Heat transfer from a Vibrating Circular Cylinder Int. J. Heat Mass Transfer, t.16, 1973, s.1703-1727.

- [10] DE VAHL DAVIS G., RICHARDSON P.D.: Natural Convection in a Sound Field Giving Large Streaming Reynolds Numbers. Int. J. Heat Mass Transfer. t. 16, 1973, s. 1245-1265.
- [11] FAND R.M., KAYE J.: The Influence of Sound on Free Convection From a Horizontal Cylinder. Transactions of the Asme, nr 5, 1961, s. 133-148.
- [12] FRAND R.M., PEEBLES E.M.: A Comparison of the Influence of Mechanical and Acoustical Vibrations on Free Convections From a Horizontal Cylinder. Journal of Heat Transfer, nr 8, 1962, s.268-270.
- [13] FAND R.M.: The Influence of Acoustic Vibrations on Heat Transfer by Natural Convection From a Horizontal Cylinder to Water. Journal of Heat Transfer 1965, p. 309-310.
- [14] FAND R.M., KESWANI K.K.: Combined Natural and Forsed Convection Heat Transfer from Horizontal Cylinder to Water. Int. J. Heat Mass transfer, t. 16, 1973, s. 1175-1191.
- [15] GAINUTBINOV R.Ja., D'JAKONOV V.G., USMANOV A.G.: Issledovanie teploobmena pri vynuždennoj konvekcii v vysokočastotnych elektromagnitnych poljach. Inženerno-fizičeskij žurnal, t. 28, nr 6, 1975.
- [16] GALICEJSKIJ B.M., RYŽOV Ju.A., JAKUŠ Je.V.: Teplovyje i gidrodinamičeskie processy v kolebljuščichsja potokach. Masinostroenie, Moskva 1977.
- [17] GRIMSHAW R.: On Steady recirculating flows. J.Fluid Mech. t.39, cz. 4, 1969, s. 695-703.
- [18] HOBLER T.: Rch ciepła i wymienniki. WNT, Warszawa 1971.
- [19] HOSHINO T., YUKAWA H., SAITO H.: The Effect of Ultrasonic Vibrations on Free Convective Heat Transfer from Heated

- Wire to Water. Heat Transfer, t.5, nr 1, 1976, s.37-49.
- [20] HSIEH R., MARSTERS G.F.: Heat Transfer from a Vibrating Vertical Array of Horizontal Cylinders. The Canadian Journal of Chemical Engineering, t. 51, 1973, s.302-306.
- [21] ISACHENKO V.P., OSIPOVA V.A., SUKOMEL A.S.: Heat Transfer. Energija, Moskov 1977.
- [22] JAMESON G.J.: Mass /or heat/ transfer from an oscillating cylinder. Chem.Eng.Science, t.19, 1964, s. 793-800.
- [23] JAŠČENKO Ja.V.: Issledovanie vlijaniya vibracii zvukovoj castoty na intensivnost' teploobmena v vjazkich sredach. Vestnik Kievskogo Politechničeskogo Instituta, serija teploenergetiki, nr 1, 1964, s.15-20.
- [24] KALAŠNIKOV N.V., ČERNIKIN V.I.: Teplootdača vibrirujuščich podogrevatelej. Teploenergetika, nr 5, 1958, s.78-79.
- [25] KAMINSKA M., BERNARDYN R.: Katalog podprogramów numerycznych FORTRAN 1900. Centrum Obliczeniowe Politechniki Wrocławskiej Wrocław 1977.
- [26] KARDAŠEV T.A., MICHAJLOV P.E.: Teplonassoobmennye akustičeskie processy i apparaty. Mašinostroenie, Moskva 1973.
- [27] KENTZER Cz.P.: Acoustical theory of turbulence. Archives of Mechanics, Archiwum Mechaniki Stosowanej Warszawa, t.26, nr 5, 1974, s.805-816.
- [28] KRALL K.M., ECKERT E.R.: Local Heat Transfer around a Cylinder at Low Reynolds Number. Journal of Heat Transfer, nr 5, 1973, s.273-275.
- [29] KREMNEV O.A., SATANOVSKIY A.L., LOPATIN V.V.: On the Effect of the Ratio of the Peak-to-Peak Amplitude of Oscillations to the Diameter on Heat Transfer from Vibrating Heaters. Fluid Mechanics, t2, nr 3, 1973, s.125-129.

- [30] KREMN'OV O.O., SATANOV'S'KIJ A.L., LOPATIN V.V., GUK T.M.: Doslidžennja teploobminu pri infrazvukovich i zvukovich kolivannjach gladkich ta orebrenich cilindričnich poverhon u neruchomij ridini. Teploobmin ta gidrodinamika, Institut ^{v Kieve} Teploenergetiki, Zbiornik prac, nr 26, 1962, s. 86-94.
- [31] KRISHNA PRASAD K., RAMANATHAN V.: Heat Transfer by Free Convection From a Longitudinally Vibrating Vertical Plate. Int.J.Heat Mass Transfer, t.15, 1972, s.1213-1223.
- [32] KUBANSKIJ I.N.: Vlijanie akustičeskich tecenij na process konvektivnogo teploobmena. Akustičeskij Žurnal, 1959, t.5, nr 1, s.51-57.
- [33] LEE B.H., RICHARDSON P.D.: Effect of Sound on Heat Transfer from a Horizontal Circular Cylinder at Large Wavelengths. J.Mech. Eng. Science, t.7, nr 2, 1965, s.127-130.
- [34] LEMLICH R.: Effect of Vibration on Natural Convective Heat Transfer. Industrial and Engineering Chemistry, t.47, nr 6, 1955, s.1175-1180.
- [35] LEMLICH R. ANANDHARAO M.: The Effect of Transverse Vibration on Free Convection from a Horizontal Cylinder. Int.J.Heat Transfer, t.8, 1965, s.27-33.
- [36] LEMLICH R., CHUNG-KONG HWU.: The Effect of Acoustic Vibration on Forced Convective Heat Transfer. AIChE Journal, t.7, nr 1, 1961, s.102-106.
- [37] LOWERY G.W., VACHON R.I.: The effect of turbulence on heat transfer from heated cylinders. Int.J.Heat Mass Transfer, t.18, 1975, s.1229-1242.
- [38] MANCZAK K.: Technika planowania eksperymentu. WNT, Warszawa 1976.

- [39] MARGENAU H., MURPHY G.M.: Matematyka w fizyce i chemii. PWN, Warszawa 1956.
- [40] MARSTERS G.F.: Arrays of Heated Horizontal Cylinders in Natural Convection. Int.J. Heat Mass Transfer, t. 15, 1972, s. 921-933.
- [41] MICHEEV M.A., MICHEEVA I.M.: Osnovy teploperedaci. Energija, Moskva 1977.
- [42] MICHİYOSMI I., TAKAMASHI O.: Natural Convection Heat Transfer from a Horizontal Cylinder to Mercury under Magnetic Field. Int.J. Heat Mass Transfer, t.19, 1976, s.1021-1029.
- [43] MORETI P.M.: Critical Review of the Literature and Research on Flow-Induced Vibrations in Heat Exchangers. AIChE Symposium Series, t.70, nr 138, 1974, s.185-189.
- [44] MUCOGLU A., CHEN T.S.: Analysis of Combined Forced and Free Convection Across a Horizontal Cylinder. The Can J.Chem. Eng., t.55, 1977, s.265-271.
- [45] NAKORIAKOV V.E., BURDUNKOV A.P., BOLDAREV A.M., TERLEEVA P.N.: Teplo i massoobmen v zukovom pole. Novosibirsk 1970.
- [46] RICHARDSON P.D.: Heat transfer from a circular cylinder by acoustic streaming. J.Fluid Mech., t.30, cz.2, 1967, s. 337-355.
- [47] RICHARDSON P.D.: Effect of Sound and Vibrations on Heat Transfer. Applied Mechanics Reviews, t.20, nr 3, 1967, s.201-204.
- [48] RICHARDSON P.D., TANISHITA K.: Analysis of Lowes Measurements of Effects of Vibration on Heat Transfer Int.J. Heat Transfer, t.17, 1974, s.1118-1119.

- [49] RILEY N.: Oscilatory Viscous Flows. Review and Extension. J.Inst.Maths Applics, nr 3, 1967, s. 419-434.
- [50] ROBERTSON C.R., ACRIVOS A.: Low Reynolds number shear flow past a rotating circular cylinder. J.Fluid mech., t.40, cz. 4, 1970, s. 705-718.
- [51] RUBIK M.: Wymiana ciepła i masy w zmiennym polu ciśnień. Praca doktorska. Wydział Inżynierii Sanitarnej i Wodnej PW. Warszawa 1973.
- [52] SKUDRZYK E.: Osnovy akustiki. MIR, Moskva 1976.
- [53] SREENIVASAN K., RAMACHANDRAN A.: Effect of Vibration on Heat Transfer from a Horizontal Cylinder to a Normal Air Stream. Int. J. Heat Mass Transfer, t.3, 1961, s.60-67.
- [54] STANKO J.: Język Fortran maszyn serii Odra 1300, Politechnika Wrocławska, Wrocław 1976.
- [55] STUART J.: Double boundary layers in oscillatory viscous flow. J.Fluid Mech., t.24, cz.4, 1966, s.673-687.
- [56] ŠČERBAKOV A.Z., PLOCHOV A.V., MARKIN V.K., OVČINNIKOV V.A.: Eksperimental'noe issledovanie teplootdači ot gorizonta'lnogo cilindra k vysokoviazkoj židkosti pri svobodnoi konvekcii. Izvesttija vysš. učebn. zavedenij. Energetika, nr 10, 1972, s. 48-51.
- [57] SZÜCS E.: Modelowanie matematyczne w fizyce i technice. WNT, Warszawa 1977.
- [58] TRACZYK T., MACZYNSKI M.: Matematyka stosowana w inżynierii chemicznej. WNT, Warszawa 1970.
- [59] VARGAFTIK N.B.: Spravočnik po teplofizičeskim svostvam gazov i židkostej. Nauka, Moskva 1972.

ODBIORCY KOMUNIKATU

	Ilość egz.
1. Promotor	1
2. Recenzenci	2
3. Biblioteka Główna PWr.	1
4. Biblioteka I-13	1
5. Autor	2

		1	2	3	4	5	6	7	8	9	
	* N *	NNPVT.T.ONO.9040704									
	Rozpocz. pr.	Zakończ. pr.	Czupl. pr.		Instytut		Nr tematu.				
	0275	1278			1.13		BS 3 2 2				
Nr zlecenia.		Nr archiwalny									
		1.13/K-389/78*									
Symbol UKD.		Przenikanie ciepła. Procesy z zastosowaniem drgań					78:Inst.Inż. Chem.PWr MNSzWT pol.				
66.045 66.084											
Opis bibliograficzny.											
<p>Ruszel Franciszek Wpływ wibracji na wnikanie ciepła od cylindra do cieczy w warunkach konwekcji naturalnej. Komunikaty Inst.Inż.Chem.PWr 1978 nr 389 110 s. 13 rys. 9 tabl. bibliogr. 59 poz. /maszyn. powiel./ Rozprawa doktorska Politechnika Wrocławska, Instytut Inżynierii Chemicznej i Urządzeń Ciepłych Wrocław Promotor: doc dr hab. inż. Władysław Tomczak</p>											
Charakter pracy: podstawowa					Rozpowszechnianie: -						
Materiały odpłatne: A											

Analiza dokumentacyjna

<D

Przeprowadzono badania nad wnikaniem ciepła od cylindra umieszczonego poziomo w nieruchomej cieczy, drgającego w płaszczyźnie pionowej. Badano cylindry o średnicach 14,0, 19,8, 24,8mm. Częstotliwość drgań zmieniano w zakresie 80-165Hz, amplitudę od 0-0,6mm. Wykonano 310 pomiarów współczynnika wnikania ciepła przy wibracji w wodzie, oleju transformatorowym i metanolu. Uzyskano 5-9 krotne jego zwiększenie w porównaniu z przypadkiem konwekcji naturalnej. Wyprowadzono równanie kryterialne opisujące proces wnikania ciepła w badanym przypadku. Wyznaczono na maszynie cyfrowej stałą oraz wykładniki potęgowe. Uzyskaną korelację zinterpretowano w sposób graficzny i porównano z podobnymi badaniami innych autorów. Omówiono wpływ poszczególnych parametrów na wartość współczynnika wnikania ciepła.

Imię i Nazwisko autora analizy

Franciszek Ruszel

Słowa kluczowe

<S

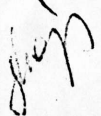
wnikanie ciepła, konwekcja naturalna, wibracja, cylinder

**0480*00*

055538

<A 045203 *B _____ *C _____ *D _____

*E _____ *F _____ *G _____ *H _____

Tylko PRL	CINTE	APW	Podpis red.	Podpis asyst. d/s badań	Potwierdzenie przyjęcia poprawki	Potwierdzenie przyjęcia karty w Oddziale Dokumentacji
nie	tak	tak				
Wpisać TAK lub NIE						