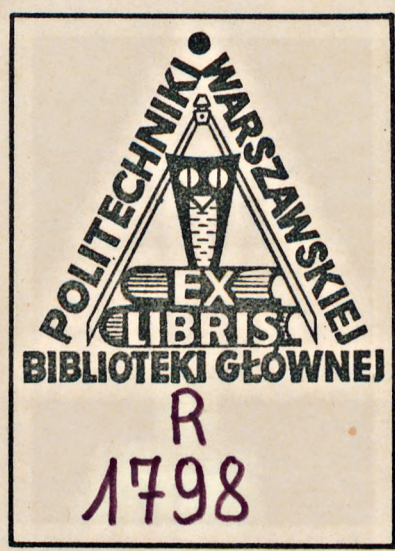


Zal.: 3 opinie 390535



*Wiz. Serw. i
Koduj.*

628.854.3 : 043

POLITECHNIKA WARSZAWSKA

Wydział Inżynierii Sanitarnej i Wodnej

Instytut Ogrzewnictwa i Wentylacji

mgr inż. MARIAN RUBIK

Wymiana ciepła i masy w zmiennym
polu ciśnienia

Praca doktorska

Promotor: prof. dr hab.inż. Leon Kołodziejczyk

Warszawa 1972 r.



S p i s t r e ś c i

1. W s t ę p
2. Sformułowanie celu i zakresu pracy
3. Analiza metod intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy pomiędzy wodą i powietrzem
4. Wymiana ciepła i masy w zmiennym polu ciśnienia
 - 4.1. Stan badań
 - 4.2. Wnioski
5. Wymiana ciepła i masy pomiędzy wodą i powietrzem w polu ultradźwiękowym
 - 5.1. Geneza tematu pracy
 - 5.2. Charakterystyka i własności fal ultradźwiękowych
 - 5.3. Osobliwe własności i skutki oddziaływania ultradźwięków
 - 5.4. Fizyczny model przebiegu zjawiska
 - 5.5. Sformułowanie równań opisujących przebieg zjawiska
 - 5.6. Przybliżone rozwiązanie równań warstwy przyściennej w przepływowym polu ultradźwiękowym
 - 5.7. Omówienie wyników analizy teoretycznej
 - 5.8. Wnioski
6. Wytyczne badań eksperymentalnych
 - 6.1. Cel badań
 - 6.2. Obiekt badań
 - 6.3. Wytyczne metodyki wykonywania badań
7. Wnioski końcowe
8. Résumé
9. Porównanie wyników badań procesów wymiany ciepła w polu ultradźwiękowym z wynikami uzyskanymi na podstawie uogólnionych równań kryterialnych
 - 9.1. Metodyka porównania
 - 9.2. Porównanie wyników

Bibliografia

1. W s t ę p .

Spełnienie podstawowego celu procesu klimatyzacji tj. zapewnienie wymaganych parametrów powietrza wewnątrz pomieszczeń związane jest na ogół z koniecznością stosowania bezprzeponowych wymienników ciepła i masy. Umożliwiają one nawilżanie powietrza w okresie zimowym lub jego osuszanie i ochładzanie w okresie letnim.

W chwili obecnej jako bezprzeponowe wymienniki ciepła i masy stosowane są najczęściej komory zraszania wyposażone w zespoły dysz rozpylających wodę. Wymienniki te odznaczają się stosunkowo prostą konstrukcją i łatwą eksploatacją. Ponadto umożliwiają one uzyskanie przemian wilgotnego powietrza w szerokim zakresie współczynnika kierunkowego przy jednoczesnej jonizacji powietrza.

Podstawową wadą komór zraszania jest stosunkowo duża objętość robocza oraz znaczne zużycie energii napędowej. Przyczyną tego są małe wartości współczynników wymiany ciepła i masy pomiędzy wodą i powietrzem.

Zgodnie z wynikami badań Uczastkina [85] współczynnik przejmowania ciepła w komorze zraszania osiąga wartość $\alpha_v = 400$ do $4000 \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$, (wielkość ta odniesiona jest do 1 m^3 roboczej objętości komory zraszania). A zatem intensyfikacja procesów wymiany ciepła i masy w elementach urządzeń klimatyzacyjnych jest jednym ze sposobów zmniejszania kosztów inwestycyjnych i eksploatacyjnych tych urządzeń, które w znacznym stopniu ograniczają zakres ich zastosowania.

Pewną poprawę ekonomicznych wskaźników instalacji klimatyzacyjnych uzyskano w wyniku zastosowania przeponowych wymienników ciepła i masy (chłodnic powierzchniowych). W wymiennikach tego typu współczynnik przejmowania ciepła odniesiony do 1 m^3 obję-

-tości chłodnicy osiąga wartość $\alpha_v = 11.500 \div 35.000 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$; a więc znacznie większą od wartości analogicznego współczynnika charakteryzującego własności cieplne komór zraszania.

Wadą urządzeń z chłodnicami powierzchniowymi jest ograniczony zakres wielkości współczynnika kierunkowego przemiany (a zatem ograniczony zakres regulacji wilgotności powietrza), jak również zjawisko dejonizacji powietrza, które pogarsza sanitarno-higieniczne warunki w klimatyzowanym pomieszczeniu.

Zatem jedyną drogą prowadzącą do intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy zachodzących pomiędzy wodą i powietrzem jest modyfikacja komór zraszania.

Zmodyfikowaną wersją komory zraszania jest komora o powierzchniach zraszanych. W komorach tego typu powietrze przepływa przez nieruchome, zraszane złożo o silnie rozwiniętej powierzchni zewnętrznej. Współczynnik przejmowania ciepła w komorach o powierzchniach zraszanych osiąga $\alpha_v = 600 \div 4300 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ [20, 34] .

Znaczną intensyfikację procesów wymiany ciepła i masy uzyskano w wyniku zastosowania złoża ruchomego (fazy fluidalnej). Wypełnieniem złoża są puste wewnątrz kulki wykonane z materiału o niewielkiej gęstości. W wyniku ruchu kulek w strumieniu przepływającego powietrza uzyskuje się skuteczne niszczenie warstwy przysciennej i w rezultacie znaczny wzrost wartości współczynników przejmowania ciepła i masy; są one wg. [34] $4 \div 10$ razy większe od analogicznych współczynników uzyskiwanych w tradycyjnych komorach zraszania.

Zastosowanie w technice klimatyzacyjnej pionowych wymienników ciepła i masy nie spełniło pokładanych nadziei. Zgodnie z wynikami badań Ferencowicza i Bogatycha [20,6] wskaźniki

eksploatacyjne tego typu wymienników nie są lepsze od tradycyjnych komór zraszania. A zatem pozostał do rozwiązania problem dalszej intensyfikacji procesów zachodzących w komorach zraszania i w komorach o powierzchniach zraszanych.

Zagadnienie intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy pomiędzy wodą i powietrzem ma również duże znaczenie w energetyce, gdyż jednym ze źródeł zagrożenia naturalnego środowiska człowieka, jest odprowadzanie (tzw. zrzut) podgrzanych wód do naturalnych zbiorników wodnych. Wody podgrzane odprowadzane są przede wszystkim przez elektrownie oraz te zakłady przemysłowe, które zużywają wodę do schłodzenia lub innych procesów technologicznych.

Z obliczeń zawartych w zachodniemieckich źródłach wynika, że w r. 1985 po wybudowaniu wszystkich zaplanowanych elektrowni temperatura Renu, najbardziej zanieczyszczonej rzeki w Europie, osiągnie 35°C [23]. Może to doprowadzić do katastrofalnych skutków biologicznych, gdyż w tej temperaturze znacznie zmniejsza się zdolność wody do samooczyszczania, a także ulegają przyspieszeniu procesy chemiczne pomiędzy zanieczyszczeniami spływającymi rzeką. Do roku 1980 elektrownie ciepłne w Polsce osiągną łączną moc ok. 14.000 MW. Oznacza to, że w ciągu roku będą one odprowadzać ok. 15 miliardów ton wody, w rezultacie czego do naturalnych zbiorników wodnych doprowadzone zostanie ciepło w ilości 630.000 TJ (ok. 150.000 milionów kilokalorii). Budowana obecnie elektrownia w Kozienicach po osiągnięciu docelowej mocy 2.600 MW odprowadzać będzie do Wisły ok. 100.000 kg/s wody o temperaturze o 8 K wyższej od temperatury wody rzecznej [23].

Powyższe fakty oraz przewidywane skutki rozwoju energetyki wskazują na to, jak istotnym jest problem intensyfikacji pro-

-cesu chłodzenia wody.

Poszukuje się również nowych rozwiązań wymienników ciepła i masy stosowanych w innych procesach technologicznych, szczególnie w przemyśle chemicznym, spożywczym, suszarnictwie itp.

W technice suszarniczej intensyfikacja wymiany ciepła i masy umożliwia zmniejszenie koniecznych sił napędowych procesu lub umożliwia skrócenie czasu suszenia. Zmniejszenie sił napędowych, co w praktyce sprowadza się do obniżenia temperatury suszenia, ma szczególne znaczenie w przypadku suszenia produktów pochodzenia organicznego, które są wrażliwe na działanie wysokich temperatur.

W niniejszej pracy podjęta została próba sformułowania praw rządzących działaniem zmiennego pola ciśnień na proces wymiany ciepła i masy zachodzących pomiędzy wodą i powietrzem oraz wynikających stąd możliwości intensyfikacji tego procesu.

2. Sformułowanie celu i zakresu pracy

Celem pracy jest analiza możliwości wykorzystania pola dźwiękowego do intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy pomiędzy wodą i powietrzem. Z uwagi na ogólny charakter rozważań wyniki tej analizy mogą być stosowane dla układu innych płynów.

W szczególności zostaną przeanalizowane procesy zachodzące w polu ultradźwiękowym, przy czym genezę tej analizy stanowią osobliwe własności fal ultradźwiękowych występujące na granicy rozdziału fazy ciekłej i gazowej, a więc na granicy ośrodków o znacznie różniących się opornościach akustycznych.

Podjęta zostanie próba jakościowego i ilościowego określenia wpływu pola ultradźwiękowego na hydrauliczną, termiczną i dyfuzyjną warstwę przyścienną powstającą przy równocześnie zachodzących procesach wymiany ciepła i masy w warunkach konwekcji wymuszonej powietrza nad poziomą powierzchnią wody.

Mimo że rozważania zostaną przeprowadzone dla zjawiska odparowania wody do przepływającego strumienia powietrza, nie tracą one swej ogólności i ich wyniki mogą być wykorzystane dla opisu zjawiska odwrotnego tj. skraplania pary wodnej z powietrza przy kontakcie z wodą o temperaturze niższej od temperatury punktu rosy. Zagadnienie pierwsze tzn. odparowanie wody jest technicznie ważniejsze, gdyż jest znacznie częściej wykorzystywane w praktyce np. do chłodzenia wody obiegowej przez jej częściowe odparowanie, do nawilżania powietrza w komorach o powierzchniach zraszanych itd.

Można przewidzieć, że w celu uzyskania analitycznego rozwiązania równań opisujących przebieg procesów trzeba będzie wprowadzić szereg uproszczeń, których wpływ na ostateczny wynik może być określony jedynie na podstawie badań eksperymentalnych. Tym niemniej właściwe zaplanowanie eksperymentu i opracowanie jego wyników wymaga sformułowania równań opisujących mechanizm procesów wymiany ciepła i masy pomiędzy wodą i powietrzem w warunkach oddziaływania pola ultradźwiękowego. Z uwagi na ogólną postać równań mogą być one stosowane dla układu innych płynów.

3. Analiza metod intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy pomiędzy wodą i powietrzem.

Intensyfikacja procesów wymiany ciepła i masy w aparatach urządzeń klimatyzacyjnych jest jednym ze sposobów zmniejszania ich wymiarów, a zatem również masy i kosztów inwestycyjnych tych urządzeń. Ponadto w wyniku intensyfikacji procesu wymiany ciepła uzyskuje się zmniejszenie koniecznej różnicy temperatur czynników wymieniających ciepło, co jest przyczyną zmniejszenia kosztów eksploatacyjnych urządzeń klimatyzacyjnych. Możliwości intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy wynikają z analizy równań opisujących przebieg tych procesów.

W większości aparatów stosowanych w technice klimatyzacyjnej wymiana ciepła i masy pomiędzy wodą i powietrzem zachodzi na drodze konwekcji naturalnej lub wymuszonej. Strumień cieplny Q wymieniony na drodze konwekcji określony jest wzorem

$$dQ = \alpha (v_w - v) dF \quad \text{W} \quad [3-1]$$

gdzie: α - współczynnik przejmowania ciepła, $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$,
 v - temperatura powietrza w strumieniu swobodnym, K ,
 v_w - temperatura powietrza w warstwie przyściennej, K ,
 F - pole powierzchni kontaktu faz, m^2 .

Strumień masy wilgoci \dot{m}_w wymieniony na drodze konwekcji określony jest wzorem

$$d\dot{m}_w = \beta_p (p_w'' - p_w) dF \quad \text{kg/s} \quad [3-2]$$

gdzie: β_p - współczynnik przejmowania masy (odniesiony do różnicy ciśnień), $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{N}/\text{m}^2)$,
 p_w'' - ciśnienie cząstkowe pary wodnej w powietrzu warstwy przyściennej, N/m^2 ,
 p_w - ciśnienie cząstkowe pary wodnej w swobodnym strumieniu powietrza, N/m^2 .

Analizując równania [3-1] i [3-2] można wyróżnić trzy podstawowe grupy środków prowadzących do intensyfikacji procesów:

- a) zwiększenie pola powierzchni kontaktu faz,
- b) zwiększenie wartości siły napędowej procesu (różnicy temperatur lub różnicy ciśnień cząstkowych pary wodnej),
- c) zwiększenie wartości współczynników przejmowania ciepła i masy.

W praktyce wszystkie wyżej wymienione środki oddziałują wspólnie a rzeczywisty przebieg procesu jest ich superpozycją. Mimo tego w celu uproszczenia rozważań poniżej zostanie przeprowadzona analiza wpływu zmian poszczególnych wielkości na przebieg procesów wymiany ciepła i masy.

ad a). Zwiększenie pola powierzchni kontaktu faz uzyskuje się przez rozpylenie wody w strumieniu przepływającego powietrza (komory zraszania) lub przez zwilżanie rozwiniętej powierzchni wypełnienia omywanego przez powietrze (komory o powierzchniach zraszanych).

W komorach zraszania w wyniku rozpylania wody uzyskuje się dodatkowy efekt zwiększający siłę napędową procesu wymiany masy spowodowany przyrostem ciśnienia pary nad powierzchnią sferyczną cieczy w stosunku do ciśnienia pary nad powierzchnią płaską.

Przyrost ciśnienia wywołany jest siłami kapilarnymi a wartość liczbowa tego przyrostu wynosi wg Laplace'a [51]

$$\Delta p = p_s - p = \frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_c}{\rho_c} \quad [3-3]$$

- gdzie:
- p_s - ciśnienie pary nad powierzchnią sferyczną, N/m^2 ,
 - p - ciśnienie pary nad powierzchnią płaską, N/m^2 ,
 - σ - napięcie powierzchniowe na granicy rozdziału faz, N/m ,
 - r - promień krzywizny powierzchni sferycznej (promień kropli), m ,

ρ_p - gęstość pary, kg/m^3 ,
 ρ_c - gęstość cieczy, kg/m^3 .

W rezultacie strumień masy wymieniony na drodze konwekcji określa się wg wzoru

$$d\dot{m}_w = \beta_p \left(p_w'' + \frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_c}{\rho_p} - p_w \right) dF \quad [3-4]$$

Należy podkreślić, że dodatni efekt działania przyrostu ciśnienia pary nad powierzchnią sferyczną występuje w przypadku nawilżania powietrza (lub chłodzenia wody obiegowej przez częściowe jej odparowanie). W przypadku osuszania powietrza przez wtrysk wody efekt ten zmniejsza intensywność procesu.

W wyniku rozpylania wody uzyskuje się również dodatkowy efekt intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy. Przy opływie kropli wody bez odrywania warstwy przyściennej powietrza na powierzchni opływanej kropli powstaje laminarna warstwa przyścienna przez którą ciepło i masa wymieniane są na drodze przewodności i dyfuzji molekularnej. Jednak oporność cieplna i dyfuzyjna tej warstwy jest mniejsza od oporności analogicznej warstwy powstającej przy przepływie wzdłuż płaszczyzny [36]. Wpływ sferycznej postaci warstwy przyściennej na jej grubość i równoważny opór cieplny i dyfuzyjny jest tym większy im mniejsza jest średnica kropli. Przyjmując, że zgodnie z [36] dla konwekcji wymuszonej zachodzą zależności:

$$Nu = 2 + c(Re)^n \quad [3-5]$$

oraz
$$\Delta h = 2 + c_1(Re)^m \quad [3-6]$$

otrzymuje się

$$\alpha = \lambda \left[\frac{2}{d} + \frac{c}{d^{1-n}} \left(\frac{w}{\nu} \right)^n \right] \quad [3-7]$$

$$\beta_p = D_p \left[\frac{2}{d} + \frac{c_1}{d^{1-m}} \left(\frac{w}{\nu} \right)^m \right] \quad [3-8]$$

- gdzie: Nu - liczba Nusselta, $Nu = \frac{a \cdot d}{\lambda}$,
 Re - liczba Reynoldsa, $Re = \frac{w \cdot d}{\nu}$,
 Sh - liczba Sherwooda, $Sh = \frac{\beta \cdot d}{D_p}$,
 c , c_{1,m,n} - stałe,
 d - średnica kropli, m.
 λ - współczynnik przewodności cieplnej powietrza,
 W/(m · K),
 w - prędkość przepływu powietrza, m/s ,
 ν - kinematyczny współczynnik lepkości, m²/s,
 D_p - współczynnik dyfuzji molekularnej odniesiony
 do gradientu ciśnienia cząstkowego pary wodnej
 w powietrzu, kg/(m · s · N/m²).

Proces wymiany ciepła i masy pomiędzy powietrzem a zwilżoną powierzchnią płaską (zwierciadłem wody) w warunkach konwekcji wymuszonej opisany jest wzorami [58]

$$Nu = A (Re)^p (Pr)^{0,33} (Gu)^{0,175} \quad [3-5a]$$

oraz

$$Sh = B (Re)^q (Sc)^{0,33} (Gu)^{0,135} \quad [3-6a]$$

gdzie: Gu - liczba Guchmana, $Gu = \frac{T_p - T_{pm}}{T_p}$,

T_p - bezwzględna temperatura powietrza w strumieniu swobodnym, K ,

T_{pm} - bezwzględna graniczna temperatura chłodzenia (temperatura termometru mokrego) powietrza w strumieniu swobodnym, K,

θ - bezwymiarowy parametr temperatury, $\theta = \frac{T_p}{\theta_w}$

θ_w - bezwzględna temperatura powierzchni wody, K ,

A, B, p, q - współczynniki, których wartość zależy od Re.

Jeżeli we wzorach [3-7] i [3-8] przyjmuje się, że

$$d \rightarrow 0$$

wówczas zarówno $\alpha \rightarrow \infty$, jak i $\beta_p \rightarrow \infty$.

ad b) Druga metoda intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy polega na zwiększeniu siły napędowej tych procesów. Zgodnie z Łykowem [52] procesy wymiany ciepła i masy są procesami nieodwracalnymi, przy czym jeśli wymiana ciepła i masy odbywa się pod wpływem jakiegokolwiek siły napędowej (różnicy temperatur, ciśnień lub stężeń) to odizolowany od wpływów otoczenia układ dąży do uzyskania stanu równowagi, w którym entropia osiąga maksymalną wartość. Oznaczając przez $\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_n$ chwilowe wartości określonego parametru układu (temperatury, ciśnienia, stężenia) a przez $\Pi_1^0, \Pi_2^0, \dots, \Pi_n^0$ wartości tych parametrów w stanie równowagi otrzymuje się

$$\gamma_i = \Pi_i - \Pi_i^0 \quad (i = 1, 2, \dots, n)$$

W stanie równowagi $\gamma_i = 0$, a entropia układu osiąga wartość maksymalną.

Dla układu niebędącego w stanie równowagi, różnicę pomiędzy chwilową wartością entropii S a entropią w stanie równowagi S_0 określa wzór [15, 52]

$$\Delta S = S - S_0 = -\frac{1}{2} \sum_{i,k} a_{i,k} \gamma_i \gamma_k \quad [3-10]$$

Wprowadzając zgodnie z teorią Onsagera [52] następujące oznaczenia

$$J_i = \frac{d\gamma_i}{dt}$$

oraz

$$X_i = \frac{\partial \Delta S}{\partial r_i} = -\sum a_{ik} r_k$$

otrzymuje się wyrażenie określające zmianę entropii izolowanego układu nie znajdującego się w stanie równowagi termodynamicznej

$$\frac{dS}{dt} = -\sum_{ik} a_{ik} \frac{dr_i}{dt} r_k = \sum_i J_i X_i \quad [3-10a]$$

gdzie: J_i - odpowiednio gęstość strumienia ciepła, masy itp.

X_i - odpowiednia siła napędowa procesu,

t - czas.

Zgodnie z podstawowym prawem termodynamiki procesów nieodwracalnych gęstość odpowiednich strumieni określa się wg. wzoru [15,52]

$$J_i = \sum l_{ik} X_k \quad (i=1,2,\dots,n) \quad [3-11]$$

gdzie: l_{ik} - kinetyczny współczynnik procesu, który zgodnie z teorią Onsagera spełnia warunek symetrii, tzn. $l_{ik} = l_{ki}$

Z wyrażenia [3-11] wynika, że gęstość strumieni wymienionej masy, energii itp. nie zależy jedynie od jednej siły napędowej, lecz jest superpozycją wszystkich sił napędowych występujących w procesie. Na przykład przy równoczesnej wymianie ciepła i masy występującej przy odparowaniu wody do powietrza otrzymuje się wyrażenia

- dla wymiany ciepła

$$J_q = q = l_{11} X_1 + l_{12} X_2 \quad [3-12]$$

- dla wymiany masy

$$J_{m_w} = l_{21} X_1 + l_{22} X_2 \quad [3-13]$$

gdzie: X_1 - siła napędowa procesu wymiany ciepła,

X_2 - siła napędowa procesu wymiany masy,

l_{11} , l_{22} - skalarne wielkości związane ze współczynnikami przewodności cieplnej (l_{11}) i dyfuzji (l_{22})

l_{12} , l_{21} - wielkości uwzględniające wzajemne oddziaływanie procesów.

Na przykład współczynnik l_{12} uwzględnia strumień cieplny powstający w wyniku przewodnictwa dyfuzyjnego.

Stosując do równań [3-12] i [3-13] warunek symetrii wprowadzony przez Onsagera otrzymuje się

$$\left(\frac{\partial J_q}{\partial X_2} \right)_{X_1} = \left(\frac{\partial J_{m_w}}{\partial X_1} \right)_{X_2} \quad [3-14]$$

Powyższa równość oznacza, że przyrost strumienia ciepła spowodowany przyrostem siły napędowej dyfuzji równy jest przyrostowi strumienia masy spowodowanemu przyrostem siły napędowej wymiany ciepła.

Gdy pominiemy się zjawiska termodyfuzji i przewodnictwa dyfuzyjnego równania [3-12] i [3-13] przyjmą postać

$$J_q = q = -\lambda \nabla \vartheta \quad \text{prawo Fouriera} \quad [3-12a]$$

$$J_{m_w} = \dot{m}_w = -D_c \nabla C \quad \text{prawo Ficka} \quad [3-13a]$$

gdzie: λ - współczynnik przewodności cieplnej, W/(m·K)
 D_c - współczynnik dyfuzji, m²/s,

C - stężenie, kg/m^3 .

Z równań [3-12a] i [3-13a] wynika, że intensyfikację procesów można uzyskać w wyniku zwiększenia wartości sił napędowych tych procesów tj. wartości wielkości $\nabla \varphi$ i ∇C , gdyż współczynniki λ i D_c zależą od własności fizycznych czynników wymieniających ciepło i masę.

Termodynamiczną jakość procesów wymiany ciepła ocenia się wprowadzając na podstawie drugiej zasady termodynamiki, pojęcie stopnia nieodwracalności (lub doskonałości entropowej) procesu. Zgodnie z [18] stopniem nieodwracalności procesu nazywa się stosunek modułu zmiany entropii czynnika ochładzanego $|\Delta S'|$ do modułu zmiany entropii czynnika ogrzewanego $|\Delta S''|$

$$\eta_e = \frac{|\Delta S'|}{|\Delta S''|} \quad [3-15]$$

gdzie: η_e - stopień nieodwracalności procesu.

W pracy [18] dokonano udanej próby określenia zależności pomiędzy współczynnikiem przejmowania ciepła α a stopniem nieodwracalności procesu η_e .

Zależność tę określono wzorem

$$\eta_e = 1 - \frac{b}{\alpha} \quad [3-16]$$

gdzie: b - współczynnik zależny od parametrów charakteryzujących proces; określony indywidualnie dla każdego przypadku.

Wzór [3-16] określa w praktyce związek pomiędzy współczynnikiem wykorzystania potencjału cieplnego a intensywnością procesu wymiany ciepła.

Dla wszystkich rzeczywistych przypadków

$$\alpha > b \quad \text{oraz} \quad 0 < \eta_e < 1$$

Ponadto z równań [3-15] i [3-16] wynika, że ze wzrostem siły napędowej wymiany ciepła (różnicy temperatur) stopień nieodwracalności procesu (doskonałości entropowej procesu) maleje; co może być przyczyną ograniczenia stosowalności tego typu zabiegów zmierzających do intensyfikacji procesów wymiany ciepła.

ad. c) Szczególne znaczenie przypada obecnie trzeciej grupie metod intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy, której celem jest zwiększenie wartości odpowiednich współczynników przejmowania.

Wskutek analogii zachodzącej pomiędzy tymi procesami zabiegi zmierzające do intensyfikacji procesu wymiany ciepła powodują jednocześnie intensyfikację procesu wymiany masy. Naogół celem tych zabiegów jest zwiększenie wartości liczby Nusselta i liczby Sherwooda występujących we wzorach [3-5] i [3-6].

Liczby te można napisać w postaci

$$Nu = \frac{l}{\lambda/\alpha} = \frac{l}{\delta_u} \quad [3-17]$$

oraz

$$\Delta h = \frac{l}{D_p/\rho_p} = \frac{l}{\delta_p} \quad [3-18]$$

i zdefiniować jako stosunek charakterystycznego wymiaru liniowego do hipotecznej grubości termicznej warstwy przysciennej δ_u (liczba Nusselta) lub hipotecznej grubości

dyfuzyjnej warstwy przysciennej δ_p (liczba Sherwooda).

Warstwy te są przyczyną głównego oporu wymiany ciepła i masy, gdyż w termicznej warstwie przysciennej wymiana ciepła zachodzi na drodze przewodzenia a w dyfuzyjnej warstwie przysciennej wymiana masy na drodze dyfuzji molekularnej.

Warstwy przyscienne o grubościach δ_a i δ_p , które determinują natężenie procesu wymiany ciepła i masy pomiędzy wodą i powietrzem mogą być laminarne lub burzliwe w zależności od hydrodynamicznych warunków przepływu.

Jednak w pobliżu powierzchni wody zawsze znajduje się warstewka laminarna, która zajmuje obszar całej warstwy przysciennej, jeśli przepływ w niej jest laminarny, lub tylko jej część, jeśli przepływ w warstwie jest burzliwy.

Bardziej bezpośredni wpływ grubości warstwy przysciennej na wartość współczynnika przejmowania masy przy odparowaniu cieczy ze swobodnego zwierciadła wynika ze wzoru podanego przez Łykowa i Sherwooda [42].

Wzór ten ma postać

$$\beta_p = \frac{M \cdot D_c}{B \cdot T} \frac{\Delta p_w}{P_p} \frac{1}{\delta_p} \quad \text{kg}/(\text{m}^2 \text{s} \cdot \text{N}/\text{m}^2) \quad [3-19]$$

- gdzie:
- M - masa cząsteczkowa wody, kg/kmol,
 - D_c - współczynnik dyfuzji, m^2/s ,
 - B - bezwzględna stała gazowa, N.m/kg.K,
 - T - temperatura bezwzględna, K
 - Δp_w - różnica ciśnień cząstkowych pary wodnej w powietrzu warstwy przysciennej i w strumieniu swobodnym, N/m^2 ,

p_p - ciśnienie cząstkowe powietrza suchego
w strumieniu swobodnym, N/m^2 ,

δ_p - grubość dyfuzyjnej warstwy przyściennej, m.

Z analizy wzorów [3-5] i [3-6] oraz [3-5a] i [3-6a] wynika, że wzrost liczb Nusselta i Sherwooda uzyskać można w wyniku zwiększenia drugiego członu równań [3-5] i [3-6] a przede wszystkim w wyniku zwiększania liczby Reynoldsa tj. stopnia burzliwości przepływu (wzory [3-5a] i [3-6a]).

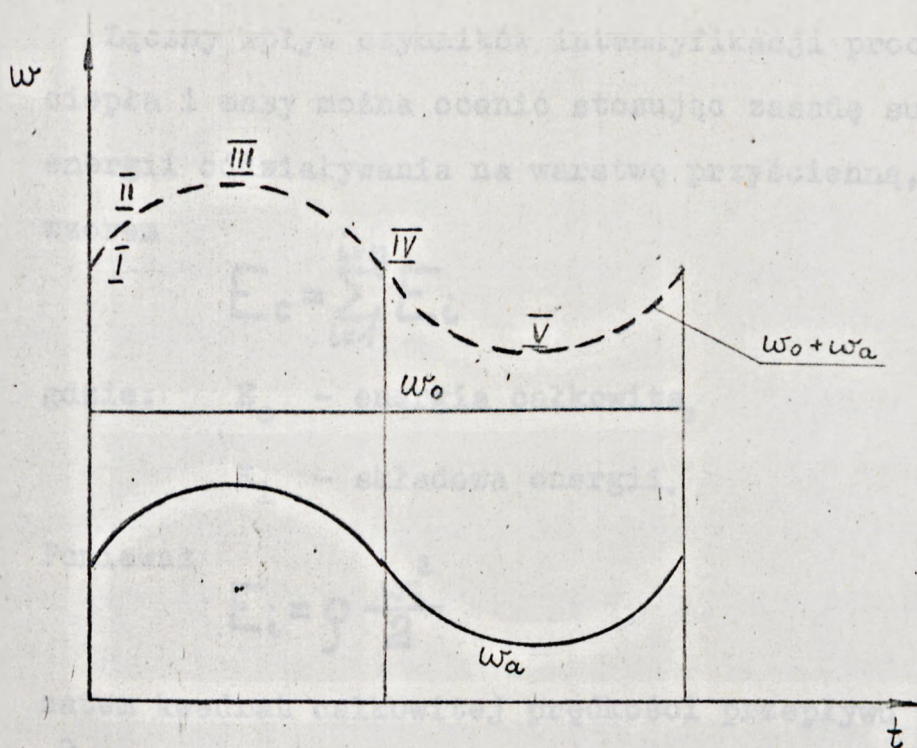
Jednym ze sposobów zwiększania burzliwości przepływu jest zwiększenie względnej prędkości przepływu czynników wymieniających ciepło i masę. Jednak sposób ten nie zawsze jest ekonomiczny, gdyż zgodnie z [26, 36] wartość współczynników α i β wzrasta w potęgę 0,5 ÷ 0,8 a zużycie energii dla uzyskania odpowiedniego stopnia burzliwości wzrasta w trzeciej potęgę. Wynika to z hydrodynamicznej analogii wymiany ciepła i masy [17,24,26,80,82], według której istnieje ścisła zależność pomiędzy współczynnikiem przejmowania ciepła a współczynnikiem oporu.

A zatem efektem tego zabiegu jest znaczne zwiększenie strat energetycznych przypadających na jednostkę wymienionego ciepła lub masy. Zgodnie z badaniami Guchmana [25,26] udział użytecznie wykorzystanej energii wynosi jedynie ok. 40% ; pozostała część energii zostaje zużyta na pokonanie oporów przepływu. Zgodnie z badaniami Czuchanowa [11, 12, 13, 14] najkorzystniejsze warunki intensyfikacji procesu wymiany ciepła i masy występują wówczas, gdy w warstwie przyściennej występuje ruch burzliwy. Ponadto, proces jest tym korzystniejszy pod względem energetycznym im

mniej jest wartość liczby Reynoldsa przy której osiągnięta zostaje burzliwość.

Zwiększenie stopnia burzliwości strumienia można uzyskać nie tylko przez wzrost prędkości przepływu, lecz również w wyniku oddziaływania na strumień zmiennym polem akustycznym, elektrycznym, magnetycznym, wibracji powierzchni wymieniających ciepło itp.

Efektom stosowania pulsacji ciśnienia jest nie tylko wzrost burzliwości w warstwie przyściennej, lecz również przeciwdziałanie procesowi jej stabilizacji; w pewnych przypadkach efektem pulsacji ciśnienia jest całkowite zniszczenie warstwy przyściennej. Wynika to z następującego uproszczonego rozumowania. Niechaj na rysunku 3-1 w_0 oznacza prędkość przepływu powietrza wzdłuż swobodnej powierzchni wody w warunkach konwekcji wymuszonej. Jeżeli w powietrzu za pomocą źródła dźwięku wytworzone zostanie pole akustyczne, to poruszająca się fala podłużna staje się przyczyną sinusoidalnych drgań cząsteczek powietrza; przebieg zmian prędkości tych drgań pokazano linią przerywaną.



Rys. 3-1

W rezultacie nałożenia zmiennej prędkości w_a na odcinku I - II - III obserwuje się wzrost prędkości strumienia powietrza, a na odcinku III - IV - V jej zmniejszenie. Przy zmniejszaniu prędkości strumienia zachodzi zjawisko analogicznie jak w przypadku rozszerzającego się kanału dyfuzora; następuje oderwanie warstwy przyściennej, przy czym w strefie oderwania powstają znaczne zawirowania.

W fazie przyspieszenia strumienia rozpoczyna się proces formowania warstwy przyściennej, który może być przerwany w wyniku stosowania odpowiedniej częstotliwości drgań.

W przypadku, gdy fala dźwięku rozchodzi się prostopadle do powierzchni swobodnej cieczy powstać może fala stojąca w której uzyskuje się jeszcze większą amplitudę pulsacji ciśnienia akustycznego.

Stan badań dotyczących wpływu zmiennego pola ciśnień na warunki wymiany ciepła i masy zostanie omówiony w pkt. 4.

Łączny wpływ czynników intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy można ocenić stosując zasadę superpozycji energii oddziaływania na warstwę przyścienną, zgodnie ze wzorem

$$E_c = \sum_{i=1}^{i=n} E_i \quad [3-20]$$

gdzie: E_c - energia całkowita,

E_i - składowa energii.

Ponieważ

$$E_i = \rho \frac{w_i^2}{2} \quad [3-21]$$

zatem kwadrat całkowitej prędkości przepływu konwekcyjnego w_c^2 wyniesie

$$w_c^2 = \sum_{i=1}^{i=n} w_i^2 \quad [3-22]$$

lub

$$w_c^2 = w_{\Delta p}^2 + w_o^2 + w_p^2 \quad [3-23]$$

gdzie: $w_{\Delta p}$ - prędkość przepływu spowodowana konwekcją naturalną,

w_o - prędkość przepływu strumienia konwekcji wymuszonej,

w_p - prędkość spowodowana oddziaływaniem zmiennego pola ciśnień.

Wykorzystując wzór [3-23] otrzymuje się wartość całkowitej liczby Reynoldsa Re_c

$$Re_c^2 = Gr + Re_o^2 + Re_p^2 \dots \dots \quad [3-24]$$

Z powyższego wzoru wynika, że w każdym przypadku

$$Re_c > Re_o$$

a zatem należy oczekiwać efektu intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy.

4. Wymiana ciepła i masy w zmiennym polu ciśnień.

4.1. Stan badań.

Pierwsze doniesienia o wpływie zmiennego pola ciśnień fali dźwiękowej na termiczną warstwę przysścienną pojawiły się w roku 1952 [47].

W roku 1959 Kostierin, Leontiew i Kożinow [38] przeprowadzili teoretyczne rozważania dotyczące wpływu pulsacji ciśnienia na przebieg procesu wymiany ciepła. Uzyskali oni rozwiązanie zagadnienia dla warstwy przysściennej w przypadku przepływu wzdłuż płaskiej płyty oraz przepływu w początkowym odcinku rury o przekroju kołowym przy okresowych pulsacjach prędkości strumienia gazu.

W celu sprawdzenia teoretycznych wyników autorzy [38] przeprowadzili badania w warunkach ochładzania powietrza w krótkiej mosiężnej rurze o średnicy $d = 60$ mm w zakresie liczby Reynoldsa $Re = (6,5 \div 10) \cdot 10^4$ i częstotliwości pulsacji $f = 900$ Hz. Stwierdzono dość znaczny wzrost wartości współczynnika przejmowania ciepła w porównaniu z wartością charakteryzującą wymianę ciepła w przepływie bez pulsacji; wartość tego wzrostu dochodziła w pewnych przypadkach do 50% co było zgodne z wynikami uzyskanymi na drodze analizy teoretycznej.

West i Taylor [87] badali proces wymiany ciepła w warunkach podgrzewania wody w poziomej rurze o średnicy $d = 50$ mm w zakresie $Re = (3 \div 8,5) \cdot 10^4$ przy wzdłużnych pulsacjach ciśnienia o niskiej częstotliwości $f = 1,7$ Hz wywoływanych przez pompę nurnikową pozbawioną powietrznika; pompa ta spełniała równocześnie rolę pompy obiegowej.

Amplitudę pulsacji ciśnienia regulowano przy pomocy

pośredniego zbiornika z poduszką powietrzną ustawionego po stronie tłocznej pompy. Miarą amplitudy pulsacji ciśnienia P była wartość stosunku maksymalnej i minimalnej objętości powietrza w zbiorniku pośrednim; stosunek ten przyjmował wartości $P = 1,02 \div 1,56$. W wyniku badań stwierdzono, że wartość stosunku współczynnika przejmowania ciepła w przepływie z pulsacją ciśnienia α_p do współczynnika przejmowania ciepła dla przepływu bez pulsacji α_0 przy $Re = \text{idem}$ i $P = 1,02 \div 1,10$ wolno wzrasta a maksymalną wartość $(\alpha_p/\alpha_0)_{\max} = 1,6 \div 1,9$ uzyskuje się przy $P = 1,40 \div 1,42$ przy czym wzrost mocy do napędu pompy obiegowej wynosi 30%.

Podobne badania wykonali Doraiswamy i Patel [16].

Obiektem badań była wymiana ciepła w warunkach burzliwego przepływu wody $Re = (5 \div 80) \cdot 10^3$ w rurze o średnicy $d = 12,7$ mm poddanej pulsacji ciśnienia o częstotliwościach $f = 0,7$ Hz ; 1,35 Hz i 2,66 Hz oraz o różnych amplitudach. Stwierdzono, że przy częstotliwościach $f = 0,7$ Hz i $f=1,35$ Hz pulsacja ciśnienia niezależnie od amplitudy nie wywiera dostrzegalnego wpływu na proces wymiany ciepła. Dla częstotliwości $f = 266$ Hz uzyskano znaczny wzrost intensywności wymiany ciepła, szczególnie w obszarze małych wartości liczby Reynoldsa Re (np. dla $Re = 5000$ uzyskano wzrost α o 130 %, a dla $Re = 20\ 000$ tylko o 30%).

Linke i Hufschmidt [50] wykonali teoretyczną analizę wpływu sinusoidalnych pulsacji prędkości na przebieg procesu wymiany ciepła i wielkości strat energetycznych dla laminarnego i burzliwego przepływu w rurach. Autorzy [50] wprowadzili pojęcie quasistacjonarnego przepływu w którym zmienność prędkości określona jest wzorem

$$w_p = w_0 (1 + \xi)$$

[4-1]

gdzie: w_p - prędkość w warunkach pulsacji,
 w_0 - prędkość przepływu bez pulsacji,

Współczynnik ξ został zdefiniowany wzorem

$$\xi = \frac{w}{w_0} = K \sin \omega t = K \sin 2\pi f t \quad [4-2]$$

gdzie: w - chwilowa wartość prędkości w_p ,

$$K = \frac{V}{w_0} = \frac{2\pi f A}{w_0} \quad [4-3]$$

gdzie: V - amplituda prędkości,

A - amplituda pulsacji,

f - częstotliwość pulsacji,

ω - prędkość kątowna,

t - czas.

Autorzy uzyskali rozwiązanie z którego wynika, że straty energetyczne (opory hydrauliczne) rosną szybciej niż współczynnik przejmowania ciepła, szczególnie w przypadku przepływu burzliwego. Ten kontrowersyjny wniosek jest wynikiem przyjęcia pewnych uproszczeń spowodowanych trudnościami ilościowego opisu zjawisk zachodzących w warstwie przyściennej, które związane są nie tylko ze wzrostem burzliwości.

Badaniem wpływu pola dźwiękowego na przebieg procesu wymiany ciepła przy przepływie strumienia powietrza wzdłuż pionowej płaszczyzny zajmowali się John i Baker [32]. Obiektem badań była płyta o wysokości $h = 900$ mm a zakres liczby Grasshofa w przepływie wynosił $Gr = 10^6 \div 10^{10}$. Pole dźwiękowe o częstotliwości $f = 200 \div 1000$ Hz wytwarzane było przez syrenę dźwiękową, która powodowała periodyczne niesinusoidalne impulsy ciśnienia. Poziom natężenia dźwięku wynosił $L = 130 \div 160$ dB co odpowiada wartości ciśnienia akustycznego $p_a = 63,2 \div 2000$ N/m². W wyniku badań stwier-

-dzono wyraźny wpływ pola akustycznego na intensywność procesu wymiany ciepła, przy czym wpływ pola akustycznego zwiększa się ze wzrostem poziomu natężenia dźwięku i zmniejszeniem jego częstotliwości.

Maksymalny wzrost współczynnika przejmowania ciepła dochodzący do 220 % uzyskano przy częstotliwości $f = 200$ Hz i poziomie natężenia dźwięku $L = 163$ dB ($p_a = 2820$ N/m²).

Autorzy opracowali również wzór kryterialny opisujący wpływ pola akustycznego na proces konwekcyjnej wymiany ciepła w postaci

$$\frac{Nu_P}{Nu_0} = 1 + 0,037 \left(\frac{A^2 f}{\nu} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [4-4]$$

- gdzie: Nu_0 - liczba Nusselta dla przepływu bez pulsacji ciśnienia,
 f - częstotliwość pulsacji, 1/s ,
 A - amplituda pulsacji, m ,
 ν - kinematyczny współczynnik lepkości, m²/s .

Wzór [4-4] można przekształcić wprowadzając pojęcie grubości fali dźwiękowej

$$\delta_d = \sqrt{\frac{\nu}{f}} \quad [4-5]$$

Wówczas otrzymuje się

$$\frac{Nu_P}{Nu_0} = 1 + 0,037 \frac{A}{\delta_d} \quad [4-6]$$

W wyniku badań stwierdzono również, że skuteczność oddziaływania pola akustycznego zależy od różnicy temperatur ścianki i powietrza; przy czym wpływ pola akustycznego jest większy w przypadku mniejszych wartości różnic temperatur.

Walker i Adams [86] podjęli próbę wyjaśnienia istoty wpływu pola dźwiękowego na intensyfikację wymiany ciepła. Wyszunęli oni hipotezę, że prawdopodobną przyczyną zwiększenia współczynnika przejmowania ciepła jest powstawanie tzw. wiatru akustycznego, który pojawia się po przekroczeniu pewnej granicznej wartości ciśnienia dźwięku.

Hipoteza ta została potwierdzona przez Fanda i Kaye'a [19], którzy badali proces wymiany ciepła pomiędzy powietrzem a cylindrem znajdującym się w polu akustycznym fali stojącej oraz w przepływowym polu akustycznym.

Badania wykonywano w następujących warunkach: częstotliwość fali $f = 1100 - 6120$ Hz, różnica temperatur $\Delta T = 0 \div 140$ K, poziom natężenia dźwięku $0 \div 150$ dB co odpowiada ciśnieniu akustycznemu $p_a = 0 \div 632$ N/m² i przy temperaturze powietrza 21,1 °C. Autorzy stwierdzili, że podstawowym czynnikiem wpływającym na intensyfikację procesu wymiany ciepła jest energia kinetyczna ruchu drgającego, która powoduje powstanie wiatru akustycznego (kvarcowego). Jednocześnie w wyniku badań stwierdzono, że wiatr akustyczny powstaje przy ścianie cylindra wówczas, gdy poziom natężenia dźwięku (lub wartość ciśnienia akustycznego) przekroczy pewną wartość krytyczną. Zwiększenie poziomu natężenia dźwięku lub ciśnienia akustycznego ponad wartości krytyczne nie zmienia charakteru przepływu i w związku z tym nie wywiera dostrzegalnego wpływu na intensywność procesu wymiany ciepła.

Wpływ częstotliwości fali dźwiękowej na proces wymiany ciepła pomiędzy powietrzem a ścianką pionowej rury badał Lemlich i Hwu Chung Kong [48]. Rurka o średnicy $d = 18,8$ mm i długości $l = 635$ mm ogrzewana była z zewnątrz skraplającą się parą

wodną. W przepływającym wewnątrz rury strumieniu powietrza wytwarzane było za pomocą przetwornika piezomagnetycznego pole dźwiękowe o częstotliwościach $f = 198, 256$ i 322 Hz i wartości skutecznego ciśnienia dźwiękowego $p_{sk} = 8,6 \div 210$ N/m² ($p_{sk} = P/\sqrt{2}$). Badania przeprowadzono dla przepływów w zakresie $Re = 560 \div 5900$.

Wyniki badań autorzy podali w postaci następujących równań kryterialnych

dla $560 < Re < 1500$

$$Nu_p = Nu_o \left[1 + 1,35 \cdot 10^{-8} (p_{sk} \cdot f)^2 \right] \quad [4-7]$$

dla $2500 < Re < 5900$

$$Nu_p = Nu_o \left\{ 1 + 1,96 \cdot 10^{-4} \left[\frac{(p_{sk} \cdot f)^3}{Re} \right]^{0,8} \right\} \quad [4-8]$$

W czasie badań uzyskano wzrost współczynnika α wynoszący 51 % dla przepływu laminarnego i 27 % dla przepływu burzliwego.

Obiektem badań Wieżłomcewa i Kudriaszewa 88 był proces wymiany ciepła pomiędzy walcem o średnicy $d = 29$ mm i długości $l = 180$ mm a wodą i powietrzem w warunkach konwekcji naturalnej w polu dźwiękowym.

Pole dźwiękowe wytwarzane było za pomocą generatora piezomagnetycznego. W badaniach z powietrzem częstotliwość fali wynosiła $f = 3 \div 66$ Hz a amplituda $A = 0 \div 3,8$ mm.

Uzyskano przyrost współczynnika przejmowania ciepła α wynoszący $200 \div 300$ %.

Wyżej omówione badania dotyczyły wpływu pól dźwiękowych, które z uwagi na uzyskiwane częstotliwości zaliczane są do infradźwięków i dźwięków słyszalnych (audiodźwięków). Znacznie lepsze wyniki uzyskano stosując pola ultradźwiękowe. Spowodowane to zostało osobliwym charakterem tego typu fal dźwiękowych, których własności omówione zostaną w dalszej części

pracy.

Pionierem w dziedzinie zastosowania ultradźwięków dla intensyfikacji procesów wymiany ciepła był Lemlich [47, 49], który usystematyzował i poddał wnikliwej analizie dotychczas opublikowane dane dotyczące wpływu pól dźwiękowych na przebieg procesu wymiany ciepła w warunkach konwekcji naturalnej i wymuszonej.

Tretiakov i Czen Hua-Din [84] badali proces wymiany ciepła dla wody i oleju w warunkach przepływu przez pionową rurę znajdującą się w polu ultradźwiękowych przy równoczesnym oddziaływaniu drgań jednokierunkowych i dwukierunkowych o natężeniu $I = 70 \text{ kW/m}^2$ i częstotliwości $f = 160 \text{ kHz}$.

Badania wykonywane były w warunkach konwekcji naturalnej, przy czym badana była wymiana ciepła pomiędzy cieczą płynącą w rurze a cieczą omywającą rurę zewnątrz.

Stwierdzili oni, że współczynnik przejmowania ciepła α wzrasta w przypadku drgań jednokierunkowych o 30 % a w przypadku drgań dwukierunkowych o 80 %.

Powyższe zjawisko autorzy uzasadnili tym, że oprócz wzrostu burzliwości strumienia spowodowanego oddziaływaniem pola ultradźwiękowego prostopadłego do osi rury, w warstwie przysciennej powstaje fala stojąca zmniejszająca jej grubość. Im większe jest natężenie pola, tym większa jest amplituda fali stojącej, która zmniejsza grubość warstwy przysciennej i powoduje wzrost współczynnika przejmowania ciepła.

Ponadto autorzy [84] w wyniku szeroko zakrojonych badań stwierdzili, że proces wymiany ciepła w polu ultradźwiękowym zależy od następujących wielkości:

- natężenia przepływu cieczy oraz jej własności fizycznych,
- kształtu, wymiarów geometrycznych oraz własności fizycz-

- nych materiału rurki,
- częstotliwości drgań i natężenia pola ultradźwiękowego.

W celu ilościowej oceny wpływu tych wielkości przeprowadzono specjalne badania w wyniku których stwierdzono:

- wzrost współczynnika przejmowania ciepła przy przepływie wody w rurce aluminiowej zależy od częstotliwości i wynosi 30 % dla $f = 20$ kHz i 7,5 % dla 160 kHz.,
- gęstość strumienia ciepłego wymienionego w polu ultradźwiękowym rośnie przy wzroście natężenia fali dźwiękowej I ,
- efekt oddziaływania pola ultradźwiękowego zależy od zdolności do pochłaniania dźwięku przez materiał ścianki, w czasie badań uzyskano większy wzrost współczynnika dla duraluminium niż dla miedzi.

Ornatskij i Szczerbakow [60] badali wpływ ultradźwięków na proces wymiany ciepła przy powierzchniowym wrzeniu wody.

Stwierdzili oni, że przy częstotliwości $f = 1$ MHz krytyczne natężenie strumienia ciepłego jest o 30 ÷ 80 % większe od analogicznej wielkości bez działania pola ultradźwiękowego

Robinson, Mclure i Hendricks [72] wykonywali badania dotyczące wpływu ultradźwięków o częstotliwości $f = 400$ kHz na proces wymiany ciepła przy przepływie powietrza i oleju transformatorowego w rurach.

Stwierdzono, że drgania o tej częstotliwości nie powodują wzrostu intensywności procesu wymiany ciepła pomiędzy powietrzem a ścianką rury z uwagi na całkowite odbicie fali od powierzchni gazowej warstwy przysściennej. Stwierdzono natomiast dość istotne zwiększenie intensywności procesu wymiany ciepła pomiędzy olejem a ścianką rury.

Szczególnie wielu badań procesów konwekcyjnej wymiany

ciepła w polu ultradźwiękowym wykonał Kubanskij [39, 40, 41, 42, 43].

Praca [43] dotyczy badań procesu wymiany ciepła w warunkach konwekcji naturalnej pomiędzy powietrzem a walcem znajdującym się w akustycznym polu fali stojącej. Pole dźwiękowe wytworzono za pomocą gazowego generatora Hartmanna. Stalowy walec o średnicy $d = 24$ mm i długości $l = 325$ ogrzewany był elektrycznie, przy czym układ regulacji automatycznej zapewniał utrzymanie stałej temperatury ścianki. W wyniku badań stwierdzono, że efektem oddziaływania pola ultradźwiękowego o natężeniu fali $I = 1,6$ kW/m² i długości $\lambda = 25$ mm przy częstotliwości $f = 30$ kHz jest dwukrotny wzrost współczynnika przejmowania ciepła.

Przedmiotem pracy [41] były również badania procesu wymiany ciepła pomiędzy walcem a powietrzem w warunkach konwekcji wymuszonej, przy czym pole ultradźwiękowe wytwarzano również za pomocą generatora Hartmanna. Badania przeprowadzono przy prędkości przepływu powietrza $w = 1,45 \div 1,75$ m/s, częstotliwości fali ultradźwiękowej $f = 13,6 \div 17,0$ kHz i natężeniu fali $I = 0,31 \div 3,36$ kW/m². W wyniku badań uzyskano maksymalny wzrost współczynnika przejmowania ciepła wynoszący 50 %.

Bardzo ciekawą pracę wykonali Žukauskas, Szlanczauskas i Jaronis [89], którzy badali wpływ pola ultradźwiękowego na proces wymiany ciepła przy przepływie wody i oleju transformatorowego wzdłuż płaskich płytek (o grubościach $\delta = 0,65$ i $\delta = 100$ mm, o długości w kierunku przepływu $l = 50,3$ mm i $l = 61,0$ mm) oraz przy przepływie tych samych czynników wzdłuż rurek o średnicy $d = 12,0$ mm i $d = 19,0$ mm ustawionych prostopadle do kierunku przepływu. Prędkość przepływu

wody i oleju w obu przypadkach wynosiła $w = 0,07 \div 1$ m/s. Pole ultradźwiękowe o częstotliwości $f = 27$ kHz wytwarzane było za pomocą dwóch generatorów piezomagnetycznych ustawionych równolegle; pomiędzy generatorami znajdowały się obiekty badań. W celu uzyskania zjawiska rezonansu i fali stojącej zmieniano odległość pomiędzy przetwornikami oraz położenie rurek w polu fali stojącej, w ten sposób uzyskano jednocześnie zmianę wartości stosunku średnicy rurki do długości fali.

Wyniki badań przytoczono w tabelicy 4-1, przy czym α_p oznacza współczynnik przejmowania ciepła uzyskany w wyniku oddziaływania pola ultradźwiękowego, a α_0 ten sam współczynnik w przepływie niezaburzonym. Z tabelicy 4-1 wynika, że maksymalny wzrost współczynnika przejmowania ciepła wynosi 80 % i występuje w przypadku cienkiej płytki.

Tabelica 4-1.

Wpływ pola ultradźwiękowego na proces wymiany ciepła wg. [89].

Rodzaj obiektu badań	Prędkość przepływu w m/s	Różnica temperatur Δt , K	$\frac{\alpha_p}{\alpha_0}$
Rurka o średnicy $d=12$ mm omywana wodą	$0,08 \div 0,45$	$7 \div 20$	$1,00 \div 1,14$
Rurka o średnicy $d=12$ mm omywana olejem transformatorowym	$0,09 \div 0,30$	$40 \div 60$	$1,00 \div 1,05$
Płytko o grubości $\delta = 6,65$ mm omywana wodą	$0,08 \div 0,10$	$8 \div 16$	$1,14 \div 1,81$
Płytko o grubości $\delta = 10$ mm omywana olejem transformatorowym	$0,13 \div 0,35$	$30 \div 40$	$1,02 \div 1,07$

Jednocześnie autorzy [89] wykazali, że przy wzroście natężenia pola ultradźwiękowego efekt intensyfikacji zmniejsza się; ponadto efekt ten zmniejsza się przy wzroście prędkości przepływu czynnika.

Dla pewnych przypadków zmierzili oni prędkość wiatru akustycznego i stwierdzili, że równoważny efekt intensyfikacji procesu wymiany ciepła spowodowany oddziaływaniem pola ultradźwiękowego może być uzyskany na drodze zwiększenia prędkości przepływu czynnika, co jest pod względem energetycznym prostsze i bardziej ekonomiczne.

Wyniki przeprowadzonych obliczeń zestawiono w tablicy 4-2, przy czym przyjęto następujące oznaczenia:

- N_0 - zapotrzebowanie mocy do pokonania oporów przepływu czynnika przy prędkości $w_0 = 0,51$ m/s, W,
- N_p - pobór mocy przez przetwornik piezomagnetyczny konieczny do wytworzenia pola ultradźwiękowego, W,
- N_0' - zapotrzebowanie mocy do pokonania oporów przepływu czynnika przy prędkości w , zapewniającej uzyskanie współczynnika α równego wartości tego współczynnika przy $w_0 = 0,51$ m/s i oddziaływaniu pola ultradźwiękowego, W.

Tablica 4-2.

Ocena wpływu prędkości strumienia i pola ultradźwiękowego na proces wymiany ciepła wg. [89] .

Współczynnik przejmowania ciepła $W/(m^2 \cdot K)$	Prędkość przepływu w_0 m/s	N_0 W	N_p W	N'_0 W	$\epsilon = \frac{N_p}{N_0}$
735	0,51	0,039	-	0,039	1
950	0,51	0,039	1,05	0,075	14
1340	0,51	0,039	9,2	0,131	70
1790	0,51	0,039	16,6	0,111	150

Jak wynika z tablicy 4-2 2,5-krotny wzrost współczynnika przejmowania ciepła związany jest ze 150-krotnym wzrostem zużycia energii napędowej.

Dużą ilość badań przeprowadził Jaszczenko [31] badając wpływ pola ultradźwiękowego o częstotliwościach $f = 22 ; 480$ i 600 kHz na proces wymiany ciepła przy przepływie w rurach wody, gliceryny i oleju transformatorowego w warunkach konwekcji naturalnej. W rezultacie opracowania wyników pomiarów Jaszczenko uzyskał następujące równanie kryterialne

$$Nu_p = Nu_0 Re_p^n \left(\frac{k_c}{k_w} \right)^m \quad [4-9]$$

gdzie: Nu_0 - liczba Nusselta dla zjawiska bez wpływu pola ultradźwiękowego,

$$Nu_0 = 0,54 (Gr Pr)^{0,25} \quad [4-10]$$

Re_p - liczba Reynoldsa dla pulsacji,

$$Re_p = \frac{A \omega d \sin \omega t}{\nu}$$

- A - amplituda,
 ω - częstotliwość kątowna, rad/s ($\omega = 2\pi f$),
d - średnica rurki,
 k_c - współczynnik pochłaniania fali dźwiękowej przez ciecz,
 k_w - współczynnik pochłaniania fali dźwiękowej przez wodę,

n, m - stałe, które przyjmują wartości

$$\text{dla } f = 22 \text{ kHz} \quad n = 0,0 \quad m = 0,35$$

$$\text{dla } f = 480 \text{ kHz} \quad n = 0,1 \quad m = 0,17$$

Z przytoczonych powyżej wyników skróconego przeglądu badań wynika, że dotyczą one jedynie wpływu pola dźwiękowego na warunki wymiany ciepła.

Pierwsze doniesienia na temat możliwości zastosowania pola dźwiękowego do zwiększenia intensywności procesu wymiany masy pojawiły się w r. 1951 w literaturze dotyczącej techniki suszenia. Był to patent firmy Siemens-Schuckert [75] w którym opatentowano zasadę suszarni ultradźwiękowej. W roku 1960 pojawiają się prace Borisowa [78] i Maszkowej [53] w których przewiduje się znaczną intensyfikację wymiany masy w procesie suszenia w polu dźwiękowym.

Zgodnie z teorią Borisowa fala akustyczna o dużym natężeniu energii (fala ultradźwiękowa) jest przyczyną powstania przy powierzchni suszonego materiału "pulsującego podciśnienia" będącego skutkiem oddziaływania podłużnej fali dźwiękowej, która w gazowym czynniku suszącym rozchodzi się w postaci "zgęszczeń" i "rozrzedzeń" tworząc swego rodzaju pompę odsysającą powstającą wilgoć. Swoje przewidywania oparł Borisow analizując wzór Daltona określający szybkość suszenia. Wzór ten ma postać:

$$w_s = \frac{d m_w}{d t} = \frac{p_w'' - p_w}{p} \sigma F \quad [4-11]$$

- gdzie: w_s - szybkość suszenia,
 p_w'' - ciśnienie cząstkowe pary wodnej w powietrzu warstwy przysciennej (równe ciśnieniu nasycenia pary wodnej dla temperatury suszonego materiału)
 p_w - ciśnienie cząstkowe pary wodnej w swobodnym strumieniu powietrza,
 σ - współczynnik odparowania wilgoci,
 F - pole powierzchni wymiany masy,
 p - ciśnienie powietrza.

Ponadto Borisow przewiduje również, że w wyniku oddziaływania fali dźwiękowej wystąpi znaczny wzrost burzliwości w szczątkowej warstwie przysciennej. W rezultacie superpozycji obu zjawisk przewiduje on znaczny wzrost szybkości suszenia lub możliwość obniżenia koniecznej temperatury czynnika suszącego. Jednak pierwsza część hipotezy Borisowa nie została potwierdzona eksperymentalnie. Miednikow [56] wykonał w Laboratorium Ultradźwiękowym Instytutu Akustyki Akademii Nauk ZSRR badania w rezultacie których stwierdził, że największy przyrost szybkości suszenia występuje w strzałkach prędkości fali stojącej dla których wartość ciśnienia akustycznego jest równa zeru. A zatem suszenie w polu dźwiękowym jest bardziej zbliżone do suszenia konwekcyjnego niż próżniowego, a przyczyn wzrostu szybkości suszenia należy doszukiwać się w zjawiskach zachodzących w warstwie przysciennej. Zostało to potwierdzone przez Bouchera [9].

Z kolei Greguss [22] uważa, że fala dźwiękowa oddziałuje również na proces wymiany masy wewnątrz suszonego materiału a zwiększenie szybkości suszenia uzyskuje się w wyniku zmniejszenia lepkości cieczy oraz pulsacji pęcherzyków pary znajdującej się w porach suszonego materiału.

Mimo, że teorie te nie znalazły praktycznego potwierdzenia zbudowano szereg laboratoryjnych i przemysłowych suszarek ultradźwiękowych [21, 3, 36]. Badania prototypów suszarni opadowych, rozpyłowych, bębnowych i fluidalnych wykazały, że stosowanie pola ultradźwiękowego umożliwia znaczne skrócenie czasu suszenia oraz obniżenie temperatury suszenia, co ma duże znaczenie technologiczne.

Do wytwarzania pola ultradźwiękowego w suszarniach akustycznych stosuje się najczęściej syreny ultradźwiękowe, które wyróżniają się szeregiem zalet, a przede wszystkim dużym w stosunku do innych przetworników, współczynnikiem sprawności 0,2 (teoretycznie możliwa wartość sprawności wynosi 0,7). Ponadto umożliwiają one uzyskanie pola o natężeniu fali do 100 kW/m^2 przy częstotliwości $f = 35 \div 40 \text{ kHz}$. Jednak w przytoczonej literaturze, oprócz wykazania szeregu istotnych zalet suszenia ultradźwiękowego, nie podano żadnych danych o wskaźnikach zużycia energii napędowej, a uzyskane szybkości suszenia porównuje się tendencyjnie z najmniej ekonomicznymi sposobami suszenia.

Na zakończenie należy wspomnieć o zastosowaniu pola ultradźwiękowego do intensyfikacji procesów wymiany masy w aparaturze chemicznej, a szczególnie w absorberach. Problem ten badany był przez Harbauma i Houghtona [27, 28].

Stwierdzili oni, że efekt intensyfikacji procesu absorpcji równy mechanicznemu mieszaniu może być osiągnięty przez zasto-

-sowanie ultradźwięków, szczególnie przy absorpcji składników trudnorozpuszczalnych. Badania eksperymentalne wykazały, że dla absorpcji CO_2 przez wodę szybkość procesu wymiany masy rośnie przy zwiększaniu natężenia pola ultradźwiękowego z 10 do 30 kW/m^2 przy częstotliwości 800 kHz do momentu wystąpienia fal i bryzgów. Zjawisko to autorzy tłumaczą pękaniami, pod wpływem ultradźwięków, większych pęcherzy gazów przez co zwiększa się rozwinięte pole powierzchni kontaktu faz.

4.2. W n i o s k i .

W celu opracowania wniosków w tablicy 4-3 zestawiono opublikowane wyniki badań. Z przytoczonych danych wynika, że dotyczą one wyłącznie wpływu pola dźwiękowego na procesy wymiany ciepła.

Jako miarę stopnia intensyfikacji procesu wymiany ciepła w wyniku oddziaływania pola dźwiękowego przyjęto wielkość η_α zdefiniowaną wzorem

$$\eta_\alpha = \frac{\alpha_p}{\alpha_0}$$

4-12

gdzie: α_p - współczynnik przejmowania ciepła w polu dźwiękowym,

α_0 - współczynnik przejmowania ciepła w takich samych warunkach, lecz bez wpływu pola dźwiękowego.

Badania wpływu tego pola na procesy wymiany masy są fragmentaryczne [7, 9, 21, 36, 56, 61] i ograniczają się praktycznie do określenia wpływu pola dźwiękowego na szybkość suszenia oraz proces absorpcji gazów trudnorozpuszczalnych przez ciecze, przy czym wyniki badań dotyczą jedynie oceny stosunków ilościowych procesu [36, 56, 61, 62, 64].

Zestawienie wyników badań wpływu pola dźwiękowego na procesy wymiany ciepła i masy.

p. Autor oraz pozycja wykazu bibliograficznego	Krótka charakterystyka obiektu oraz zakresu badań	Charakterystyka przepływu i warunków wymiany ciepła					Charakterystyka pola dźwiękowego					Uogólnienie wyników badań	Stopień intensyfikacji procesu	Rodzaj źródła pola dźwiękowego	
		w	ΔT	Gr Pr	Re	wymiar liniowy	f	A	L	P_a	I				
2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	
		m/s	K	-	-	-	Hz	mm	dB	N/m ²	kW/m ²				
Zukauskas, Szčanczalskas, Jaromis [89]	Wymiana ciepła przy przepływie rurki i płytki przez wodę i olej transformatorowy														
	rurka { woda	0,08÷0,45	7÷20	-	-	-	27000	-	-	-	-	-	1,00÷1,14	przetwor- nik piezomag- netyczny	
	{ olej	0,09÷0,30	40÷60	-	-	-	27000	-	-	-	-	-	1,00÷1,05		
	płytką o grubości 0,65 mm omywaną wodą	0,08÷0,10	8÷16	-	-	-	27000	-	-	-	-	-	1,14÷1,81		
płytką o grubości 10 mm omywaną olejem transformatorowym	0,13÷0,35	30÷40	-	-	-	27000	-	-	-	-	-	1,02÷1,07			
Lemlich, Hwu Czang Kong [48]	Wymiana ciepła przy przepływie powietrza w poziomej rurze	-	-	-	560÷1500	średnica rury	198	-	-	8,5÷21,1x	-	$\frac{Nu_p}{Nu_o} = 1 + 1,35 \cdot 10^{-8} \times (p_s \cdot f)^2$	1,51	przetwor- nik elektro- magnetycz- ny	
		-	-	-	2500 ÷ 5900		256	-	-		-				
		-	-	-			322	-	-	8,5÷21,1x	-	$\frac{Nu_p}{Nu_o} = 1 + 1,96 \cdot 10^{-4} \times \left[\frac{(p_s \cdot f)}{Re} \right]^{3/0,8}$	1,27		
Jaszczenko [31]	Wymiana ciepła pomiędzy rurą a cieczą w przestrzeni nieograniczonej	-	110	-	-	średnica rury	22000	-	-	-	20	$\frac{Nu_p}{Nu_o} = Re_p^n \left(\frac{k_w}{k_c} \right)^m$	2,0	przetwor- nik piezomag- netyczny	
		-	-	-	-		480000	-	-	-	50		1,26		
		-	-	-	-		600000	-	-	-	-		1,05		
Tretiakow, Czen Hua Din [84]	wymiana ciepła pomiędzy cieczą płynącą w rurze a cieczą w przestrzeni nieograniczonej. Rura umieszczona:													przetwor- nik piezomag- netyczny	
		a/ w jednostronnym polu dźwiękowym	-	-	-	-	-	16000	-	-	-	60	-		1,3
		b/ w dwustronnym polu dźwiękowym	-	-	-	-	-	16000	-	-	-	70	-		1,8

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
5.	Fand, Kaye [19]	wymiana ciepła pomiędzy walcem a powietrzem w warunkach konwekcji naturalnej	-	0-140				1100-6120	-	0-150			$Nu_p = c \frac{(Gr Pr)^{1/3}}{x M_a^2 F^2}$		brak danych
6.	Kostierin, Leontiew, Kożinow [38]	ochładzanie powietrza w rurze	-	-	-	$6,5-10 \cdot 10^4$	śrdn. rury	900	-	-	-	-	-	1,5	brak danych
7.	West, Taylor [87]	proces wymiany ciepła przy podgrzewaniu wody w poziomej rurze	-	-	-	$3,3-5 \cdot 10^4$	śrdn. rury	1,7	-	-	-	-	-	1,6-1,9	generator mechaniczny
8.	Doraiswamy, Patel [16]	wymiana ciepła przy podgrzaniu wody w poziomej rurze	-	-	-	5000 20000	śrdn. rury	2,66 2,66	-	-	-	-	-	2,30 1,30	
9.	John i Baker [32]	wymiana ciepła pomiędzy pionową płaszczyzną i powietrzem	-	-	$Gr = 10^6-10^{10}$	-	-	200-1000	-	130-160	6,3-2000	-	$\frac{Nu_p}{Nu_o} = 1 + 0,037 x \left(\frac{A^2 \cdot f}{v} \right)^{1/2}$	2,2	brak danych
10.	Kubanski [43]	wymiana ciepła pomiędzy metalowym walcem a powietrzem w warunkach fali stojącej	-	-	$2,5 \cdot 10^4$ $-1 \cdot 10^5$	-	dł. fali $l = \frac{\lambda}{2}$	3000				1,6	$Nu_p = 10 \left(\frac{P}{g \beta \Delta T l} \right)^{0,15}$	2,0	generator gazowy Hartmann
11.	Kubanski [44]	wymiana ciepła pomiędzy metalowym walcem a powietrzem w warunkach konwekcji wymuszonej	1,45-1,75	-	-	-	-	13600	-	-	-	0,31-3,36	$Nu_p = 23 \left(\frac{p_a}{\rho w^2} \right)^{0,65}$	1,5	j.w.
12.	Wieżkomcew, Kudriaszew [88]	wymiana ciepła pomiędzy walcem a powietrzem i wodą w warunkach konwekcji naturalnej	-	-	-	-	-	50 50	0-3,8 0,-0,6	-	-	-	-	2,0-3,0 2,0-3,0	brak danych

x/ p_{sk} - skuteczna wartość ciśnienia akustycznego

Wykonano próbę uogólnienia wyników badań zestawionych w tablicy 4-3. Próba ta zakończyła się niepowodzeniem.

Zostało to spowodowane:

- brakiem szeregu bardzo istotnych wielkości charakteryzujących przepływ, zakres badań, pole dźwiękowe itd.,
- brakiem dostatecznej ilości pomiarów wykonanych w podobnych warunkach geometrycznych, hydrodynamicznych, cieplnych i akustycznych,
- dużą rozbieżnością wyników badań, które można uznać za podobne. (Na przykład w pozycji 1 i 8 tablicy 4-3 rozbieżność wyników dochodzi do 250 %).

Tak duże rozbieżności wyników uniemożliwiająca ich uogólnienie mogą być spowodowane trudnościami przy pomiarze wielkości akustycznych. Ponadto pomiary te obarczone są dużymi błędami wynikającymi z zastosowanej metodyki oraz nieprzewidzianego wpływu warunków zewnętrznych.

W rezultacie wielkość η_{cc} charakteryzująca stopień intensyfikacji procesu wymiany ciepła powinna być traktowana jako wartość orientacyjna. Jednak główną trudność w uogólnieniu opisu procesu stanowi brak fizycznego, a w związku z tym i matematycznego, modelu zjawisk zachodzących przy wymianie ciepła i masy w polu dźwiękowym. Istniejące hipotezy dotyczą mechanizmu zjawisk zachodzących w tych procesach są często sprzeczne [6, 7, 9, 22, 53]; wynika to z niedostatecznej ilości badań.

W związku z tym, przy obecnym poziomie wiedzy trudno jest wykonać dokładną analizę procesów wymiany ciepła i masy w polu dźwiękowym.

Jednak na podstawie już wykonanych prac można wysnuć pewne bezsporne wnioski:

- pole dźwiękowe a właściwie pole zmiennego ciśnienia akustycznego, powoduje wyraźną intensyfikację procesów wymiany ciepła i masy,
- wpływ pola dźwiękowego zależy od własności fizycznych ośrodka, rodzaju i charakteru przepływu; częstotliwości, ciśnienia, amplitudy i natężenia fali dźwiękowej, przy czym ilościowa ocena wpływu tych czynników jest w chwili obecnej niemożliwa.

Można jedynie stwierdzić, że dla wielu ośrodków istnieje pewna krytyczna wartość częstotliwości fali dźwiękowej, powyżej której zwiększanie amplitudy i natężenia fali nie wpływa na intensyfikację procesu wymiany ciepła.

Można również stwierdzić, że wpływ pola dźwiękowego na proces wymiany ciepła jest większy dla konwekcji swobodnej niż w przypadku konwekcji wymuszonej.

Wadą większości wykonanych prac jest brak energetycznej oceny zastosowanego rodzaju intensyfikacji procesów.

Jedynie w pracy [89] przeprowadzona została taka analiza, która praktycznie dyskwalifikuje metodę intensyfikacji procesu wymiany ciepła przy zastosowaniu piezomagnetycznych generatorów ultradźwiękowych z powodu ich niskiej sprawności energetycznej nieprzekraczającej $15 \div 20$ %.

5. Wymiana ciepła i masy pomiędzy wodą i powietrzem w polu ultradźwiękowym.

5.1. Geneza tematu pracy.

Potrzeba intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy pomiędzy powietrzem i wodą została uzasadniona we wstępie do pracy. W punkcie 3 omówiono możliwości intensyfikacji tych procesów, przy czym stwierdzono, że najlepsze efekty może przynieść oddziaływanie na warstwy przyścienne.

W punkcie 4 przytoczono wyniki badań wpływu pola audio-dźwiękowego i ultradźwiękowego na proces wymiany ciepła. Ponieważ pomiędzy procesami konwekcyjnej wymiany ciepła i masy istnieje ścisła analogia stwierdzona przez Lewisa, Colburna, Bermana [4], Kokorina [34] i innych należy przypuszczać, że w wyniku oddziaływania pola dźwiękowego na dyfuzyjną warstwę przyścienną można będzie uzyskać pewną intensyfikację przebiegu procesu.

Przypuszcza się, że w tym względzie szczególna rola przypadnie polu ultradźwiękowemu z uwagi na osobliwe własności fali ultradźwiękowej, które występują na granicy rozdziału ośrodków o różnych gęstościach lub opornościach akustycznych. np. wody i powietrza. Wyjaśnienie tych osobliwych własności wymaga podania krótkiej charakterystyki fali ultradźwiękowej oraz zjawisk towarzyszących jej rozchodzeniu się; studiowanie tych zjawisk stało się między innymi podstawą do podjęcia tematu pracy.

5.2. Charakterystyka i własności fal ultradźwiękowych.)

Omówione tu zostaną w celu przypomnienia jedynie te wielkości charakteryzujące fale ultradźwiękowe, które wykorzystane zostaną w dalszych rozważaniach. Ultradźwięki są to drgania akustyczne o częstotliwości $16 \cdot 10^3 \div 10^{10}$ Hz. Drgania akustyczne polegają na ruchu cząsteczek ośrodka sprężystego względem położenia równowagi. Rozprzestrzeniające się drgania akustyczne nazywa się falą dźwiękową.

W gazach i cieczach, a więc w ośrodkach, które nie wykazują sprężystości postaciowej, fala dźwiękowa rozchodzi się w postaci zagęszczeń i rozrzedzeń; fala taka nosi nazwę podłużnej.

Długość fali dźwiękowej λ określa się wg. wzoru:

$$\lambda = \frac{c}{f} = c \cdot T \quad [5-1]$$

gdzie: c - prędkość rozchodzenia się fali w danym ośrodku, m/s,

f - częstotliwość drgań, 1/s,

T - okres fali, s.

Często zamiast częstotliwości f stosuje się pojęcie częstotliwości kołowej ω , zdefiniowanej wzorem

$$\omega = 2\pi f \quad 1/s \quad [5-2]$$

W celu scharakteryzowania stanu drgającej cząsteczki należy podać jej wychylenie, prędkość i przyspieszenie.

Wielkości te określa się wg. wzorów:

- wychylenie a

$$a = A \sin \omega t = A \sin 2\pi f t \quad [5-3]$$

- prędkość

$$w = A\omega \cos \omega t = 2\pi A f \cos 2\pi f t \quad [5-4]$$

- przyspieszenie b

$$b = -A\omega^2 \sin \omega t = -a\omega^2 \quad \text{m/s}^2 \quad [5-5]$$

gdzie: A - amplituda wychylenia (maksymalne wychylenie), m,
 t - czas, s.

Amplitudę prędkości (wartość osiąganą dla $\cos \omega t = 1$)
określa wzór

$$V = \omega A = 2\pi f A \quad \text{m/s} \quad [5-6]$$

zaś amplitudę przyspieszenia (wartość osiąganą dla
 $\sin \omega t = 1$)

$$B = \omega^2 A \quad \text{m/s}^2 \quad [5-7]$$

Często zamiast chwilowych wartości prędkości i przyspieszenia stosuje się tzw. wartości skuteczne (średnie w danym pół okresie)

$$w_{sk} = V/\sqrt{2} \quad \text{m/s} \quad [5-8]$$

$$b_{sk} = B/\sqrt{2} \quad \text{m/s}^2 \quad [5-9]$$

Ciśnienie: dźwięku jest to zmienne w czasie ciśnienie ośrodka gazowego wywołane chwilowymi zmianami gęstości ośrodka.

Ciśnienie dźwięku określa wzór

$$p_a = \rho A \omega^2 \cos \omega t \quad \text{N/m}^2 \quad [5-10]$$

gdzie: ρ - gęstość ośrodka, kg/m^3 .

Dla $\cos \omega t = 1$ otrzymuje się amplitudę P ciśnienia akustycznego

$$P = \omega A \rho c = V \rho c = V Z_0 \quad \text{N/m}^2 \quad [5-11]$$

gdzie: Z_0 - akustyczna oporność falowa, $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$.

Ciśnienie dźwięku sumuje się ze stałą wartością ciśnienia ośrodka (np. z ciśnieniem atmosferycznym) i ciśnienie fali dźwiękowej p określa się wg. wzoru

$$p = p_0 + p_a \quad [5-12]$$

gdzie: p_0 - normalne ciśnienie ośrodka.

Skuteczne ciśnienie akustyczne określa się wg. wzoru

$$p_{\text{sk}} = \frac{P}{\sqrt{2}} \quad [5-13]$$

Obszar ośrodka wypełniony falami dźwiękowymi nosi nazwę pola dźwiękowego. Wielkościami charakteryzującymi pole dźwiękowe są:

- prędkość cząstkowa w fali

$$w_a = \omega A \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \quad [5-14]$$

- przyspieszenie cząstki w fali

$$b = -\omega^2 A \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \quad [5-15]$$

- ciśnienie dźwięku

$$p_a = \omega A \rho c \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) = V Z_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \quad [5-16]$$

gdzie: x - odległość od źródła fali.

Wstawiając do wzorów [5-14], [5-15] i [5-16] $x = 0$ otrzymuje się równania fali płaskiej.

Powyższe wielkości odnoszą się do pola dźwiękowego w którym nie ma zakłóceń i nie występuje zjawisko pochłaniania dźwięku. W przypadku pochłaniania lub odbicia dźwięku wprowadza się pojęcie zespolonej impedancji akustycznej Z_s

$$Z_s = \frac{P}{v} \quad [5-17]$$

Pod względem energetycznym pole dźwiękowe charakteryzują następujące wielkości:

- gęstość energii E

$$E = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \quad \text{J/m}^3 \quad [5-18]$$

- natężenie energii w fali I

$$I = \frac{1}{2} \rho c A^2 \omega^2 = E c \quad \text{W/m}^2 \quad [5-19]$$

Wszystkie zjawiska akustyczne związane są z ośrodkiem a ich przebieg zależy od akustycznych własności ośrodka. Z uwagi na zakres pracy ograniczono się w tym przypadku do własności akustycznych wody i powietrza.

Rozchodzenie się fali dźwiękowej w powietrzu można traktować jako proces adiabatyczny ponieważ występujące w zęszczeniach i rozrzedzeniach różnice temperatur nie wyrównają się na skutek szybkich zmian ciśnienia i małej wartości współczynnika przewodności cieplnej.

Prędkość rozchodzenia się fali dźwiękowej w powietrzu wynosi

$$c = \sqrt{\frac{\rho_0 k}{\rho_0}} \quad \text{m/s} \quad [5-20]$$

gdzie: p_0 - ciśnienie powietrza, N/m^2 ,

k - wykładnik adiabaty,

ρ_0 - gęstość powietrza, kg/m^3 .

Ponieważ dla gazów rzeczywistych w zakresie niewielkich zmian ciśnienia i $\nu = \text{const}$ stosunek $\frac{c}{\nu}$ można uważać za stały, a więc prędkość rozchodzenia się fali w niewielkim stopniu zależy od ciśnienia.

Prędkość rozchodzenia się fali dźwiękowej w cieczy oblicza się wg. wzoru

$$c = \sqrt{\frac{A}{K_c \rho_c}} \quad [5-21]$$

gdzie: K_c - współczynnik ściśliwości cieczy, m^2/N .

Gdy fala dźwięku pada na ośrodek różniący się gęstością lub prędkością rozchodzenia się fali zostaje ona całkowicie lub częściowo odbita.

Współczynnik odbicia jest szczególnie duży przy przejściu z ośrodka gazowego do ciekłego i odwrotnie. Dla wody i powietrza współczynnik odbicia jest praktycznie równy jedności.

Pole dźwiękowe przed powierzchnią odbijającą wykazuje budowę interferencyjną na skutek nakładania fal padających i odbitych. Jeżeli oporność akustyczna ośrodka odbijającego jest nieskończenie duża, (wielokrotnie większa od ośrodka w którym rozchodzi się fala padająca - w przypadku wody i powietrza stosunek oporności akustycznych wynosi 3500 : 1) fala odbita charakteryzuje się przesunięciem fazy o π . Prędkość cząstkowa w fali odbitej równa jest co do wartości prędkości cząstkowej w fali padającej lecz jest przeciwnie skierowana; zatem prędkość wypadkowa równa jest zeru. Natomiast ciśnienie dźwiękowe na powierzchni odbijającej równe jest podwójnej wartości ciśnienia fali padającej.

Gdy fala akustyczna pada na powierzchnię odbijającą nie prostopadle, lecz pod kątem φ , powstaje wtedy fala złożona, tzw. stojące pole interferencyjne węzłów i strzałek.

W tym przypadku długość fali λ_k oblicza się wg. wzoru

$$\lambda_k = \frac{\lambda}{2 \cos \varphi} \quad [5-22]$$

gdzie: λ - długość fali padającej.

5.3. Osobliwe własności i skutki oddziaływania ultradźwięków.

Szczególną cechą wyróżniającą ultradźwięki jest duża częstotliwość i w związku z tym małe długości fali. Dla powietrza o temperaturze 0 °C długość fali ultradźwiękowych zawarta jest w paśmie $\lambda = 0,033 \mu\text{m} \div 20,7 \text{ mm}$. Krótkofalowość ultradźwięków nadaje im własności i charakter promieniowania. Ponadto duża częstotliwość ultradźwięków jest przyczyną dużej gęstości i natężenia energii przenoszonej przez fale. Dla umożliwienia oceny tych wielkości poniżej przytoczono wg. [54] moce źródeł i natężenia emitowanych fal dźwiękowych.

Zwykła rozmowa	$N = 7 \cdot 10^{-6} \text{ W}$	$I = 5,5 \cdot 10^{-11} \text{ W/cm}^2/\text{w odł. 2m/}$
Ludzki głos maksimum	$N = 2 \cdot 10^{-3} \text{ W}$	$I = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ W/cm}^2/\text{w odł. 2m/}$
Trąbka	$N = 0,3 \text{ W}$	$I = 3,8 \cdot 10^{-7} \text{ W/cm}^2/\text{w odł. 5m/}$
Bęben	$N = 10 \text{ W}$	$I = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ W/cm}^2/\text{w odł. 10m/}$
Syrena alarmowa	$N = 1000 \text{ W}$	$I = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ W/cm}^2/\text{w odł. 10m/}$
Działo	$N = 10 \text{ 000 W}$	$I = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ W/cm}^2/\text{w odł. 10m/}$

Źródła ultradźwiękowe

{	o małym natężeniu do	1,0 W/cm^2
	o średnim	" 1 ÷ 10 W/cm^2
	o największym	10 ÷ 100 W/cm^2

Badaniem zjawisk towarzyszących oddziaływaniu ultradźwięków zajmował się Spengler [77, 78, 79], który opracował systematykę tych zjawisk. Według systematyki Spenglera zjawiska towarzyszące ultradźwiękom można podzielić na pierwot-

-ne i wtórne.

Zjawiska pierwotne są zjawiskami natury mechanicznej wywołane zmiennym ciśnieniem i ruchem drgającym cząsteczek nadźwiękowego ośrodka.

Zgodnie z wzorem [5-12] ciśnienie ośrodka w danym punkcie pola wynosi

$$p = p_0 + p_a$$

Wprowadzając pojęcie średniej czasowej ciśnienia akustycznego \bar{p}_a otrzymuje się, że $\bar{p}_a = 0$, gdyż dodatnie półfale ciśnienia są równe ujemnym.

Wówczas

$$p = p_0 \quad [5-22]$$

lub

$$p - p_0 = 0 \quad [5-23]$$

W polach dźwiękowych fal podłużnych warunek ten nie jest spełniony i zgodnie z pracami Hertza i Mendego [54] pojawia się tzw. ciśnienie promieniowania dźwięku P_r równe gęstości energii E

$$P_r = E = \frac{I}{c} \quad [5-24]$$

Ciśnienie promieniowania dźwięku ma charakter tensora w przeciwieństwie np. do ciśnienia hydrostatycznego, które jest skalarem.

W nieograniczonym jednorodnym ośrodku nie stwierdza się żadnego działania ciśnienia promieniowania dźwięku. Jeżeli natomiast w polu dźwiękowym występują lokalne zmiany gęstości energii, np. na powierzchni rozdziału dwóch ośrodków (woda-powietrze) pojawia się wówczas ciśnienie promieniowania dźwięku równe [54]

$$P_r = P_{r_1} - P_{r_2} = E_1 - E_2 \quad [5-25]$$

gdzie: indeksy 1 i 2 oznaczają odpowiednio ośrodek pierwszy i drugi.

Ciśnienie promieniowania dźwięku skierowane jest zawsze od ośrodka o większej gęstości energii (lub większym ciśnieniu promieniowania) do ośrodka o mniejszych wartościach tych wielkości.

Stwierdzonym skutkiem działania promieniowania dźwięku jest tzw. fontanna ultradźwiękowa, która powstaje na powierzchni wody.

Ciśnienie promieniowania dźwięku działające na granicy rozdziału wody i powietrza (współczynnik odbicia równy $\sim 100\%$) przy dowolnym kącie podania fali płaskiej ψ wynosi zgodnie z [54]

$$P_r = \frac{2I}{c} \cos^2 \psi \quad [5-27]$$

Podobnie jak ciśnienie promieniowania, w cieczach i gazach niezależnie od zmiennego strumienia przepływu ośrodka wywołanego ruchem cząsteczek, występuje składowa stała zwana wiatrem akustycznym (kvarcowym), której mechanizm powstawania nie jest dotychczas wyjaśniony.

W wyniku oddziaływania fali ultradźwiękowej mogą powstać wtórne zjawiska jak: dyspersja, koagulacja, separacja i odgazowanie. Zjawiska te zaliczane są do grupy zjawisk mechanicznych [77, 78, 79] .

Przebieg każdego z tych zjawisk zależy od własności akustycznych ośrodka oraz od częstotliwości fali. Dyspersja wody w powietrzu występuje tylko na powierzchni rozdziału faz i tylko wtedy, gdy działają na nią wyjątkowo duże natężenia fali ultradźwiękowej. Oprócz tego dyspersja na granicy cieczy i gazu jest szczególnie intensywna (bardziej intensywna niż w cieczy) z powodu braku ciśnienia hydrostatycznego. Dodatkowy efekt może być spowodowany tarciem na powierz-

-chni rozdziału faz oraz częściowym pochłanianiem fali ultradźwiękowej. Wskutek tarcia przed i za powierzchnią graniczną powstają względne ruchy cząsteczek, które mogą doprowadzić do oderwania warstwy przyściennej tworzącej się na powierzchni granicznej. Warunkiem oderwania tej warstwy jest różnica oporności akustycznych ośrodków, co ma miejsce w przypadku wody i powietrza.

A zatem na powierzchni rozdziału fazy ciekłej i gazowej (swobodnej powierzchni wody) poddanej działaniu fali ultradźwiękowej wystąpi szereg zjawisk związanych z powstaniem fali stojącej, promieniowania ciśnienia dźwięku, tarcia granicznego i wiatru kwarcowego.

Przypuszcza się, że w wyniku oddziaływania tych zjawisk na warstwy przyścienne (hydrauliczną, termiczną i dyfuzyjną) uzyska się intensyfikację procesów wymiany ciepła i masy zachodzących między wodą i powietrzem.

5.4. Fizyczny model przebiegu zjawiska.

Matematyczny opis każdego zjawiska fizycznego wymaga przyjęcia pewnego logicznego mechanizmu przebiegu procesu.

Z omówienia wyników badań wpływu pola dźwiękowego na procesy wymiany ciepła i masy wynika, że liczba rzetelnych informacji o przebiegu procesów jest niewielka. Istnieje zatem potrzeba zestawienia układu podstawowych równań różniczkowych opisujących te procesy. Jest to konieczne nawet wówczas, gdy przewiduje się niemożliwość uzyskania ogólnego rozwiązania tych równań; jednak analiza równań oraz wielkości w nich występujących posłuży do zaplanowania eksperymentu, którego wyniki przy zastosowaniu teorii podobieństwa staną się podstawą opracowania uogólnień w postaci równań kryterialnych charakteryzujących proces.

Przedmiotem rozważań będzie wymiana ciepła i masy pomiędzy swobodną powierzchnią wody o temperaturze $\vartheta_w = \text{const}$ i przepływającym wzdłuż tej powierzchni powietrzem o następujących parametrach w strumieniu swobodnym: temperaturze ϑ_p i prędkości U_p . Wyniki można będzie zastosować do innych płynów jednak o podobnych własnościach fizycznych.

Zgodnie z teorią Prandtla [71] wzdłuż powierzchni wody tworzą się trzy warstwy przyścienne: hydrauliczna o grubości δ_h , termiczna o grubości δ_t i dyfuzyjna o grubości δ_c . Schematyczny rozkład prędkości, temperatur i stężeń pary wodnej w odpowiednich warstwach przyściennych pokazano na rys. 5.1. Ponieważ dla pary wodnej zawartej w powietrzu może być w przybliżeniu stosowane równanie Clapeyrona; zatem pomiędzy stężeniem C a ciśnieniem zachodzi zależność

$$C = p_w = \frac{p_w}{R_w \vartheta_w} \quad [5-28]$$

gdzie: p_w - ciśnienie cząstkowe pary wodnej w powietrzu, N/m^2 ,

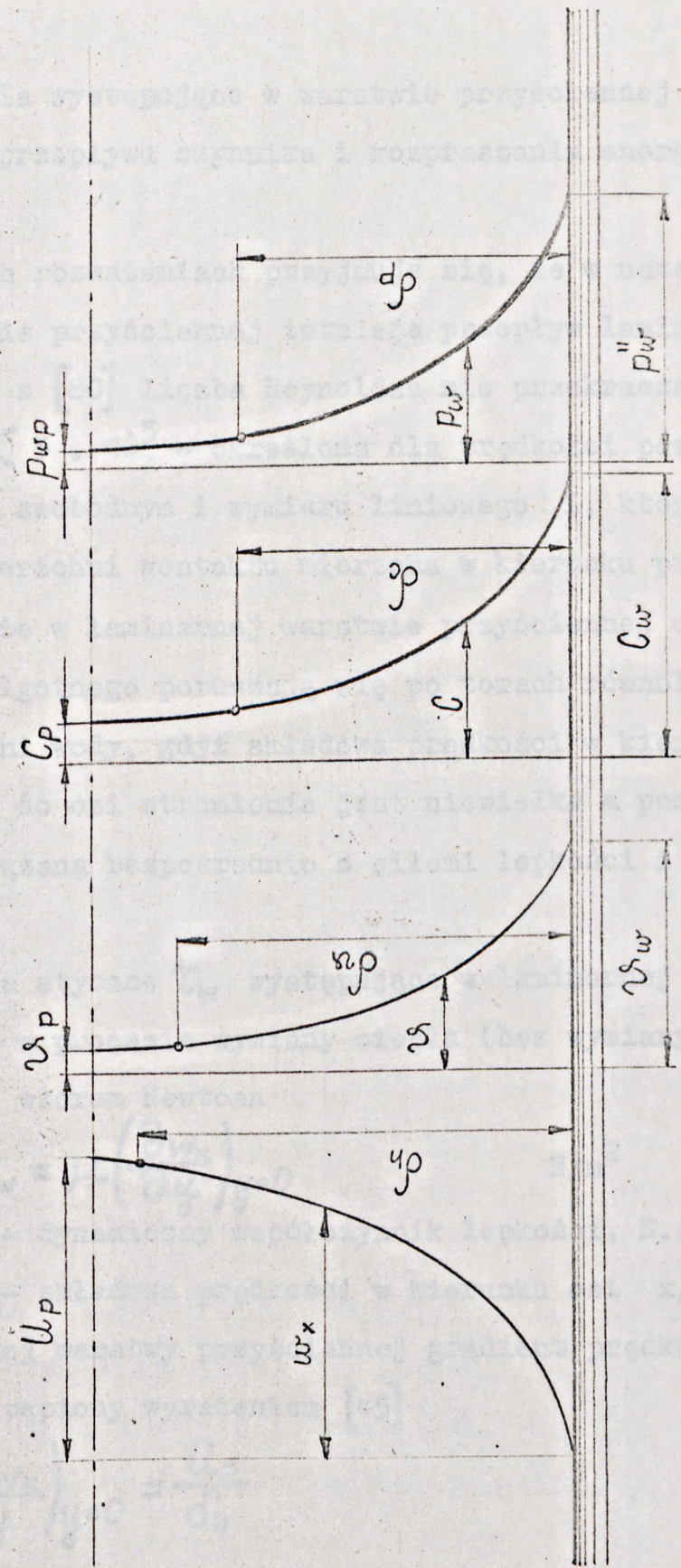
R_w - stała gazowa pary wodnej, $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$,

ϑ_w - bezwzględna temperatura pary, K .

A zatem, zgodnie z zależnością [5-28] pole stężeń może być zastąpione równoważnym polem ciśnień cząstkowych pary wodnej w powietrzu.

Zgodnie z [24,71] przyjmuje się, że granicą warstw przyściennych jest punkt w którym prędkość, temperatura i stężenie (lub ciśnienie cząstkowe pary) osiągają 99 % odpowiednich wartości dla strumienia swobodnego.

Hydrauliczna warstwa przyścienna powstaje na skutek oddziaływania naprężeń stycznych na powierzchni kontaktu faz spowodowanych lepkością powietrza; jednocześnie jest ona



Rys. 5-1.

przyczyną powstania dyfuzyjnej i termicznej warstwy przyściennej.

Siły tarcia występujące w warstwie przyściennej są przyczyną oporu przepływu czynnika i rozpraszania energii napędowej.

W dalszych rozważaniach przyjmuje się, że w ustabilizowanej warstwie przyściennej istnieje przepływ laminarny, tzn. zgodnie z [80] liczba Reynoldsa nie przekracza wartości Re_{kr} ($Re_{kr} < 5 \cdot 10^5$ - określona dla prędkości powietrza w strumieniu swobodnym i wymiaru liniowego L , którym jest długość powierzchni kontaktu mierzona w kierunku przepływu).

Przyjęto, że w laminarnej warstwie przyściennej cząsteczki powietrza wilgotnego poruszają się po torach równoległych do powierzchni wody, gdyż składowa prędkości w kierunku prostopadłym do osi strumienia jest niewielka a ponadto nie jest ona związana bezpośrednio z siłami lepkości i bezwładności.

Naprężenia styczne τ_w występujące w laminarnej warstwie przyściennej w procesie wymiany ciepła (bez wymiany masy) określone są wzorem Newtona

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial w_x}{\partial y} \right)_{y=0} \quad \text{N/m}^2 \quad [5-29]$$

gdzie: μ - dynamiczny współczynnik lepkości, $\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$,

w_x - składowa prędkości w kierunku osi x , m/s .

Dla laminarnej warstwy przyściennej gradient prędkości może być zastąpiony wyrażeniem [45]

$$\left(\frac{\partial w_x}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{U_p}{\delta_n} \quad [5-29a]$$

a zatem

$$\tau_w = \mu \frac{U_p}{\delta_n} \quad [5-29b]$$

Ponieważ

$$\tau_w = f \rho \frac{u_p^2}{2} \quad [5-30]$$

zatem

$$\mu \frac{u_p}{\delta_n} = f \rho \frac{u_p^2}{2} \quad [5-31]$$

i

$$\delta_n = \frac{2\mu}{f u_p} \quad [5-32]$$

lub

$$\frac{\delta_n}{x} = \frac{2}{f Re_x} \quad [5-33]$$

gdzie: f - współczynnik oporu hydraulicznego,

Re_x - lokalna wartość liczba Reynoldsa.

Ponieważ, zgodnie z wynikami badań [71, 45] $f \approx Re_x^{-n}$, gdzie $n \leq 0,5$, zatem

$$\frac{\delta_n}{x} \approx 2 Re_x^{n-1} \quad [5-34]$$

Z wyrażenia [5-34] wynika, że $\delta_n \ll x=L$; np. dla $Re_x = 10^4$
 $\delta_n/x \approx 0,02$

W przypadku jednocześnie zachodzących procesów wymiany ciepła i masy naprężenia styczne w warstwie przyściennej wynoszą [45]

$$\tau = \tau_w + \rho_w w_w \mu_p \quad [5-35]$$

gdzie: w_w - prędkość przepływu powstającej pary wodnej, m/s

Zgodnie z równaniem [5-35] iloczyn $\rho_w w_w \mu_p$ powoduje wzrost grubości hydraulicznej warstwy przyściennej, a zatem zmniejszenie intensywności procesu wymiany ciepła. Ponieważ przy odparowaniu wody do powietrza różnica ciśnień cząsteczkowych pary wodnej w warstwie przyściennej oraz w strumieniu

swobodnym powietrza jest bardzo mała w stosunku do ciśnienia całkowitego prędkość w_w jest niewielka i często jest pomijana. Wówczas zgodnie z wynikami badań Eckerta [17] stosunek grubości hydraulicznej i dyfuzyjnej warstwy przyściennej jest bliski jedności.

Założenie dotyczące ruchu w warstwie przyściennej determinuje jednocześnie mechanizm procesu wymiany ciepła i masy. Z uwagi na to, że w warstwie przyściennej cząsteczki powietrza wilgotnego poruszają się po torach równoległych do powierzchni wody można przyjąć, że wymiana ciepła (oraz masy) przez istniejące warstwy przyścienne odbywa się na drodze przewodzenia i dyfuzji molekularnej (pomija się strumień ciepły wymieniony na drodze promieniowania).

Przyczyną tego zjawiska jest, zachodząca dla gazów ścisła analogia pomiędzy przewodnością cieplną i dyfuzją: określana jest ona wzorem

$$\lambda = c_v \rho D_c \quad [5-36]$$

c_v - ciepło właściwe przy stałej objętości, J/(kg.K)

D_c - współczynnik dyfuzji, m^2/s .

Czynnikiem, który pogłębia analogię występującą pomiędzy procesem wymiany ciepła i masy jest wspólne pole prędkości w którym zachodzą te procesy.

W przypadku odparowania wody do powietrza występuje szczególny przypadek związany z dyfuzją pary wodnej przez przyścienną warstwę powietrza, a więc warstwę gazu obojętnego. Zgodnie z rysunkiem 5-1 w wyniku różnicy ciśnień cząstkowych pary wodnej $P_w = P_w'' - P_{wp}$ powstaje strumień masy wilgoci skierowany od powierzchni wody. Natomiast różnica ciśnień cząstkowych powietrza suchego ma znak prze-

-ciwny $p_p = p_p'' - p_p$ ($p_p'' < p_p$), a zatem powstaje strumień masy suchego powietrza skierowany przeciwnie.

Ponieważ powierzchnia wody jest nieprzepuszczalna dla powietrza suchego nastąpiłoby zjawisko wzrostu całkowitego ciśnienia mieszaniny gazowej w warstwie przysciennej.

W warunkach stałego ciśnienia ($p = \text{const}$) jest to niemożliwe i strumień masy suchego powietrza musi być kompensowany przeciwnie skierowanym strumieniem masy powietrza wilgotnego z warstwy przysciennej. Strumień ten nosi nazwę strumienia Stefana. Strumień Stefana powoduje wzrost grubości warstwy przysciennej, przy jednoczesnym wzroście burzliwości ruchu w tej warstwie. Wpływ strumienia Stefana na przebieg procesu wymiany masy uwzględnia się wprowadzając parametr s zdefiniowany wzorem [58]

$$s = \frac{p}{p_w'' - p_{wp}} \ln \frac{p - p_{wp}}{p - p_w''} \quad [5-37]$$

Ponieważ przy odparowaniu wody $p_w'' \approx p_{wp}$, zatem

$$\frac{p - p_{wp}}{p - p_w} \rightarrow 1 \quad \text{i} \quad \ln \frac{p - p_{wp}}{p - p_w''} \rightarrow 0. \quad \text{Według badań Żykowa}$$

i Leonczika [51] wartość poprawki s przy odparowaniu wody o temperaturze do 60°C wynosi $3 \div 4\%$.

Przy odparowaniu wody do strumienia powietrza całkowity strumień cieplny zależy nie tylko od różnicy temperatur, lecz również od różnicy stężeń (ciśnien cząstkowych) pary; dodatkowy strumień cieplny spowodowany przewodnictwem dyfuzyjnym nosi nazwę strumienia Soret.

Podobnie strumień masy zależy nie tylko od gradientu stężenia (ciśnien cząstkowych) lecz również od różnicy temperatur; powstający w wyniku różnicy temperatur strumień masy nosi nazwę strumienia termodyfuzji lub strumienia

Dufor.

Powyższy mechanizm przebiegu procesu wymiany ciepła i masy ulegnie modyfikacji w wyniku oddziaływania pola ultradźwiękowego wytwarzanego np. za pomocą generatora gazowego. Generator ten umieszczony w ognisku parabolicznego reflektora stanie się źródłem płaskiej fali podłużnej. W przypadku umieszczenia osi reflektora prostopadle do powierzchni wody na skutek odbicia fali dźwiękowej nastąpi interferencja fali odbitej z padającą i w sprzyjających warunkach geometrycznych (tzn. gdy odległość l źródła fali od powierzchni wody będzie spełniała zależność $l = n \frac{\lambda}{2}$; λ - długość fali) powstanie fala stojąca.

W wyniku odbicia fali ultradźwiękowej od powierzchni wody wystąpi ciśnienie promieniowania dźwięku, którego własności omówiono w pkt. 5.3. Ponadto szczątkowa warstwa przyścienna znajdzie się pod działaniem zmiennego ciśnienia akustycznego fali stojącej, którego amplituda będzie dwukrotnie większa od amplitudy ciśnienia fali padającej, ponieważ na powierzchni odbicia powstaje strzałka ciśnienia.

Innym zjawiskiem, które powinno przyczynić się do intensyfikacji procesów zachodzących w warstwach przyściennych jest zjawisko wiatru akustycznego (kvarcowego). Skutkiem tego zjawiska jest krążenie cząsteczek powietrza pomiędzy węzłami i strzałkami drgań w fali stojącej. Wizualnym efektem tego zjawiska jest powstawanie figur piaskowych w rurze Kundta. A zatem "stojące" pole akustyczne znacznie zmodyfikuje warunki procesu wymiany ciepła i masy.

W przypadku umieszczenia osi reflektora równoległe do kierunku przepływu powietrza okresowe zagęszczenia lub rozrzedzenia gazu, stanowiące falę dźwiękową, powodować będą

okresowe przyspieszenia i opóźnienia cząsteczek powietrza, albowiem prędkość cząsteczek fali dźwiękowej nakładać się będzie na jednostajną prędkość przepływu powietrza. Wpływ przyspieszeń i opóźnień na powstającą warstwę przyścienną zależy od częstotliwości fali. Wynika to z faktu, że warstwa przyścienna formuje się wówczas, gdy kierunek prędkości cząstkowej w fali akustycznej jest zgodny z kierunkiem przepływu powietrza, a odrywanie tej powstającej warstwy następuje w chwili, gdy prędkość cząstkowa w fali akustycznej zmienia znak, co następuje po upływie połowy okresu fali. Ponadto przebieg procesu będzie modyfikowany zmiennymi naprężeniami stycznymi spowodowanymi zjawiskiem tarcia na granicy rozdziału faz. Zjawiska energetyczne spowodowane pracą tarcia będą przyczyną zmiany rozkładu temperatur w termicznej warstwie przyściennej. W następnym punkcie podjęta zostanie próba matematycznego opisu powyższych zjawisk.

5.5. Sformułowanie równań opisujących przebieg zjawiska

Zjawiska zachodzące w warstwach przyściennych powstających przy wymuszonym przepływie strumienia powietrza nad swobodną powierzchnią wody w warunkach oddziaływania pola ultradźwiękowego opisano układem równań różniczkowych, w skład którego wchodzi:

- równanie ciągłości

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho w_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho w_y) = 0 \quad [5-38]$$

- równanie ruchu

$$\rho \frac{Dw_x}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial w_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial w_x}{\partial y} + \frac{\partial w_y}{\partial x} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} \right) \right] \quad [5-39]$$

$$\rho \frac{Dw_y}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial w_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} \right) \right] \quad [5-40]$$

- równanie dyfuzji

$$\rho \frac{DC}{Dt} = \rho \nabla^2 (D_c C) + \rho K_p \quad [5-41]$$

-równanie energii

$$\rho \frac{De}{Dt} = \nabla^2 (\lambda v) + \frac{Dp}{Dt} + \Phi + q_p \quad [5-42]$$

- równanie stanu

$$p = R \rho v \quad [5-43]$$

- równań określających zmienność własności fizycznych

$$\mu = \mu(p, v) \quad [5-44]$$

$$\lambda = \lambda(p, v) \quad [5-45]$$

$$C = C(p, v) \quad [5-46]$$

- gdzie: w_x , w_y - składowe prędkości w kierunku osi x
lub y ,
- ρ - gęstość
- t - czas
- C - stężenie pary wodnej w powietrzu,
- λ - współczynnik przewodności cieplnej,
- e - energia właściwa,
- ϑ - temperatura,
- K_p - szybkość zmiany stężenia pary spowodowana oddziaływaniem pola ultradźwiękowego (ciśnienia promieniowania dźwięku, wiatru kwarcowego, tarcia na powierzchni granicznej),
- Φ - funkcja rozpraszania energii,
- R - stała gazowa,
- q_p - dodatkowe efekty cieplne spowodowane oddziaływaniem pola ultradźwiękowego.

W równaniach ruchu [5-39] i [5-40] pominięto siły masowe spowodowane działaniem pola grawitacyjnego. Ponadto w równaniach [5-41] i [5-42] pominięto strumień masy spowodowany termodyfuzją oraz strumień ciepła wywołany przewodnictwem dyfuzyjnym.

Równania [5-38] do [5-46] opisujące nieustaloną konwekcyjną wymianę ciepła i masy z dodatkowymi efektami wywołanymi oddziaływaniem fali i pola ultradźwiękowego należą do najtrudniejszej klasy równań fizyki teoretycznej.

Szczególne utrudnienia spowodowane są zależnością pól prędkości, temperatur i stężeń od czasu oraz zależność własności fizycznych czynnika od temperatury i ciśnienia.

Ponadto na skutek braku wyczerpującej i sprawdzonej doświadczalnie teorii o istocie i specjalnych właściwościach

ultradźwięków trudno ocenić rząd wielkości wyrażen q_p i K_p .

Rząd wielkości tych wyrażen może być wyznaczony jedynie na drodze doświadczalnej jako wynik porównawczych badań procesu wymiany ciepła i masy przy oddziaływaniu pola ultradźwiękowego oraz bez wpływu tego pola, przyczym badania powinny być wykonane przy zachowaniu odpowiednich warunków podobieństwa geometrycznego, mechanicznego, cieplnego itd. Wówczas wpływ pola ultradźwiękowego, wyrażony wielkościami q_p i K_p może być uwzględniony w postaci współczynników występujących w uogólnionych równaniach kryterialnych opisujących proces. Na podstawie istniejących analogii pomiędzy wymianą pędu, ciepła i masy można jedynie przewidzieć, jakie wielkości charakteryzujące pole ultradźwiękowe wpływać będą na przebieg procesu.

W związku z powyższym w dalszych rozważaniach pomija się wielkości K_p i q_p ograniczając wpływ pola ultradźwiękowego jedynie do zjawisk hydromechanicznych, które opisać można na podstawie ogólnych równań ruchu falowego.

W przypadku przepływowego pola dźwiękowego szczególna rola przypadnie częstotliwości (okresowi) pulsacji prędkości cząstkowej i ciśnienia dźwiękowego w fali, która powinna być mniejsza od czasu formowania się hydraulicznej warstwy przyściennej w warunkach przyspieszania strumienia przepływającego powietrza. Ponadto wielkość dodatkowych naprężeń występujących w warstwie przyściennej na skutek pulsacji prędkości zależeć będzie od natężenia fali i amplitudy pulsacji ciśnienia.

W celu uzyskania w miarę ogólnych rozwiązań równań [5-38] do [5-42] należy poczynić szereg dodatkowych uproszczeń. Przyjmuje się, że prędkości przepływu powietrza są niewielkie w stosunku do prędkości dźwięku w związku z czym można

pominąć funkcję dysypacji energii oraz konwekcyjną część pochodnej substancjalnej w równaniu sił lepkości i w równaniu energii.

Ponadto w zakresie zmienności ciśnienia dźwięku, którego poziom w polu wytwarzanym przez generatory gazowe o średniej mocy wynosi $L = 140 \div 160$ dB (co odpowiada ciśnieniu akustycznemu $p_a = 2 \cdot 10^2 \div 2 \cdot 10^3$ N/m²) powietrze wilgotne może być traktowane jak gaz doskonały; wówczas zgodnie z I zasadą termodynamiki

$$de = di - v dp \quad [5-47]$$

ponieważ $dp = 0$

a zatem

$$de = di \quad [5-48]$$

Dla niewielkich zmian stężeń pary wodnej w powietrzu można przyjąć, że

$$di = c'_p dv \quad [5-49]$$

gdzie: c'_p - ciepło właściwe powietrza wilgotnego przy stałym ciśnieniu.

Również przy niewielkich zmianach temperatury powietrza można przyjąć, że parametry określające jego własności fizyczne są niezależne od temperatury.

Wprowadzając powyższe uproszczenia do równan. [5-38 ÷ 5-42] otrzymuje się następujący układ równań:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho w_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho w_y) = 0 \quad [5-50]$$

$$\frac{\partial w_x}{\partial t} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} = \dots \quad [5-51]$$

$$= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \right)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_y}{\partial t} + w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} &= \\ &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad [5-52]$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + w_x \frac{\partial C}{\partial x} + w_y \frac{\partial C}{\partial y} = D_c \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \quad [5-53]$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vartheta}{\partial t} + w_x \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + w_y \frac{\partial \vartheta}{\partial y} &= \\ &= \alpha \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial p}{\partial t} \end{aligned} \quad [5-54]$$

gdzie: ν - kinematyczny współczynnik lepkości,
 α - współczynnik wyrównania temperatury.

Równania [5-50 ÷ 5-54] mogą być w dalszym ciągu uproszczone, gdy przyjmie się upraszczające założenia Prandtla, Eckerta i Gröbera [17, 45, 70, 75]. Dla rozważanego przypadku, który odpowiada procesom wymiany pędu, ciepła i masy przy dwuwymiarowym przepływie równoległym do powierzchni płyty przy laminarnej warstwie przyściennej można przyjąć następujące dalsze uproszczenia

$$\frac{\partial w_x}{\partial y} \gg \frac{\partial w_x}{\partial x} \quad [5-55]$$

$$\frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \gg \frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} \quad [5-56]$$

$$\frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \gg \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad [5-57]$$

$$\frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \gg \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} \quad [5-58]$$

W związku z powyższym otrzymuje się uproszczony układ równań

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} = 0 \quad [5-59]$$

$$\frac{\partial w_x}{\partial t} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \quad [5-60]$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_y}{\partial t} + w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \\ & + \nu \left(\frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad [5-61]$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + w_x \frac{\partial C}{\partial x} + w_y \frac{\partial C}{\partial y} = D_c \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad [5-62]$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + w_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial v_x}{\partial y} = a \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial p}{\partial t} \quad [5-63]$$

Dalsze uproszczenia wynikają z założonych warunków przebiegu procesów. Dla procesów zachodzących w przepływowym polu ultradźwiękowym rząd wielkości poszczególnych wyrażeń równania [5-61] jest mniejszy od rzędu wielkości wyrażeń równania [5-62] (dotyczy to w szczególności wyrażenia $\frac{\partial p}{\partial y}$); można zatem bez naruszania fizycznego sensu zjawiska pominąć całe równanie [5-61].

Wówczas dla przepływowego pola ultradźwiękowego otrzymuje się następujący układ równań:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} = 0 \quad [5-64]$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \quad [5-65]$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + w_x \frac{\partial C}{\partial x} + w_y \frac{\partial C}{\partial y} = D_c \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad [5-66]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + w_x \frac{\partial v}{\partial x} + w_y \frac{\partial v}{\partial y} = a \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial p}{\partial t} \quad [5-67]$$

przy następujących warunkach brzegowych

$$t=0 \quad y=0 \quad w_x=0 \quad w_y=w_w \quad v=v_w \quad C=C_w \quad [5-68]$$

$$y=d(t) \quad w_x=U_p+w_a \quad w_y=0 \quad v=v_p \quad C=C_p \quad [5-69]$$

$$w_a = 2\pi A f \cos 2\pi f t$$

$$p = p_0 + 2\pi A f \rho c \cos 2\pi f t$$

gdzie: w_w - prędkość pary wodnej odpływającej z powierzchni wody,

U_p - prędkość przepływu powietrza w strumieniu swobodnym,

w_a - prędkość cząstkowa w fali dźwiękowej,

p_0 - normalne ciśnienie ośrodka (bez oddziaływania pola dźwiękowego),

A - amplituda drgań,

ρ - gęstość powietrza,

f - częstotliwość,

c - prędkość rozchodzenia się fali dźwiękowej.

Dla procesów zachodzących w stojącym polu akustycznym równania przyjmą postać

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} = 0 \quad [5-70]$$

$$\frac{\partial w_x}{\partial t} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \quad [5-71]$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_y}{\partial t} + w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \\ & + \nu \left(\frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad [5-72]$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + w_x \frac{\partial C}{\partial x} + w_y \frac{\partial C}{\partial y} = D_c \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad [5-73]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + w_x \frac{\partial v}{\partial x} + w_y \frac{\partial v}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad [5-74]$$

przy następujących warunkach brzegowych

$$y=0 \quad t=0 \quad w_x=0 \quad w_y=w_w \quad v=v_w \quad C=C_w(P_r) \quad [5-75]$$

$$y=f(t) \quad w_x=U_p \quad w_y=W_a \quad v=v_p \quad C=C_p \quad [5-76]$$

gdzie: P_r - ciśnienie promieniowania dźwięku

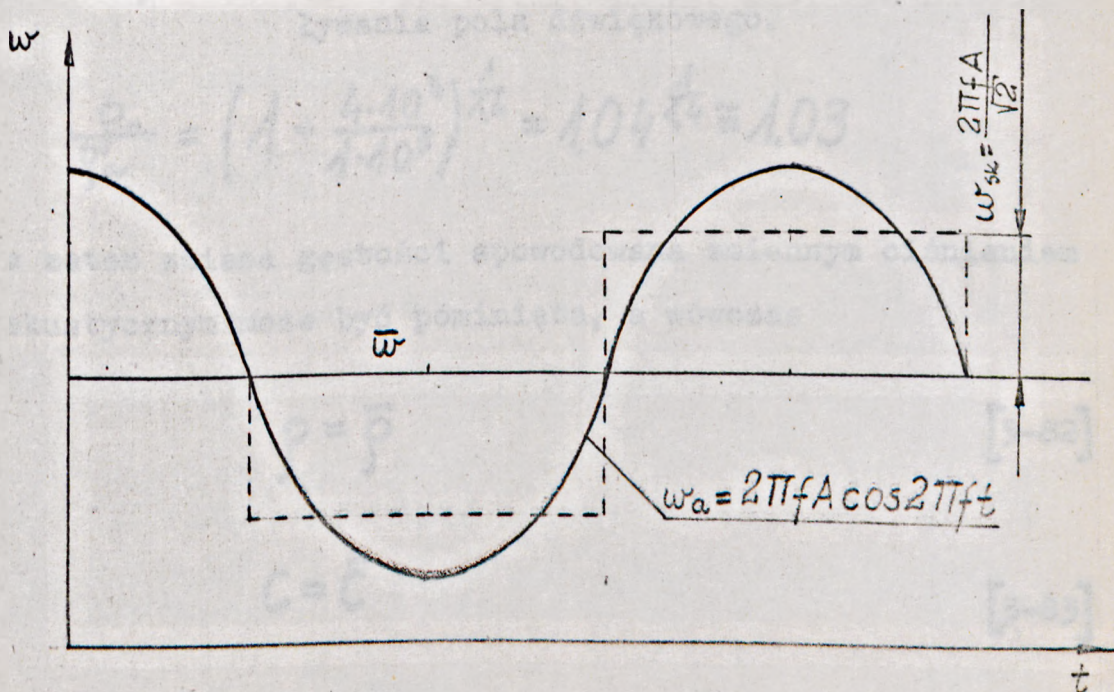
Równania [5-64 ÷ 5-69] i [5-70 ÷ 5-76] różnią się znacznie od klasycznych równań laminarnej warstwy przyściennej rozwiązanych przez Blasiusa, Polhausena [65] Tollmięna [65],

Jakoba [30] i innych. Główną różnicą pomiędzy równaniami [5-64 ÷ 5-76] a znanymi z literatury rozwiązaniami równań warstwy przyściennej spowodowana jest nieustalonym charakterem procesu związanym z ruchem falowym ośrodka. Dlatego rozkłady prędkości, temperatur i stężeń (ciśnienie cząsteczkowych pary wodnej) w odpowiednich warstwach przyściennych są funkcjami czasu. Jedynie Shuh [65] uzyskał rozwiązanie równania ruchu cieczy nieściśliwej w warunkach nieustalonych, ale w przypadku stałej prędkości przepływu czynnika w strumieniu swobodnym.

W celu dalszego uproszczenia równań okresową pulsację ciśnienia i prędkości, a zatem i gęstości oraz stężenia uwzględniono wprowadzając często stosowane w fizyce pojęcie "wartości skutecznych"

Polega ono na zastąpieniu chwilowych wartości ciśnienia, prędkości, gęstości itd. sumami wartości średniej tej wielkości w czasie i ich pulsacji zwanymi wartościami skutecznymi.

Uzasadnienie tego założenia wynika z rys. 5-2.



Rys. 5-2.

W związku z tym otrzymuje się

$$w_x = \bar{w}_x \pm w_{sx} \quad [5-77]$$

$$w_y = \bar{w}_y \pm w_{sy} \quad [5-78]$$

$$p = \bar{p} \pm p_{sk} \quad [5-79]$$

$$v = \bar{v} \pm v_{sk} \quad [5-80]$$

Ponadto można wprowadzić jeszcze jedno istotne uproszczenie.

Sprężanie i rozprężanie powietrza w fazie zgęszczenia i rozrzedzenia można traktować jako adiabatyczne, gdyż z powodu szybkiego przebiegu zjawiska i małej przewodności cieplnej wymiana ciepła z otoczeniem może być pominięta. Dla takich warunków zmiana gęstości (stężenia pary wodnej w powietrzu) może być określona wg. wzoru

$$\frac{\rho_a}{\rho_0} = \left(\frac{p_a + p_0}{p_0} \right)^{\frac{1}{k}} = \left(1 + \frac{p_a}{p_0} \right)^{\frac{1}{k}} \quad [5-81]$$

gdzie: k - wykładnik adiabaty (dla powietrza $k = 1,4$)

ρ_0, p_0 - odpowiednio ciśnienie i gęstość bez oddziaływania pola dźwiękowego.

$$\frac{\rho_a}{\rho_0} = \left(1 + \frac{4 \cdot 10^3}{1 \cdot 10^5} \right)^{\frac{1}{1,4}} = 1,04^{\frac{1}{1,4}} \approx 1,03$$

a zatem zmiana gęstości spowodowana zmiennym ciśnieniem akustycznym może być pominięta, a wówczas

$$\rho = \bar{\rho} \quad [5-82]$$

$$c = \bar{c} \quad [5-83]$$

Wprowadzając powyższe uproszczenia do równań opisujących proces w warunkach przepływowego pola dźwiękowego otrzymuje się:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}_y}{\partial y} = 0 \quad [5-84]$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial t} + \bar{w}_x \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial x} + \bar{w}_y \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial y} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \pm \\ \pm \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{w}_{sx}^2)}{\partial x} \pm \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{w}_{sx} \bar{w}_{sy})}{\partial y} \end{aligned} \quad [5-85]$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{w}_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + \bar{w}_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} = D_c \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial y^2} \pm \\ \pm \frac{\partial (\bar{w}_{sx} \bar{c})}{\partial x} \pm \frac{\partial (\bar{w}_{sy} \bar{c})}{\partial y} \end{aligned} \quad [5-86]$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{w}_x \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{w}_y \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = a \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} \pm \\ \pm \frac{1}{\bar{\rho} c_p} \left[\frac{\partial (\bar{\rho} c_p \bar{w}_{sx} \bar{v}_{sx})}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{\rho} c_p \bar{w}_{sy} \bar{v}_{sy})}{\partial y} \right] \end{aligned} \quad [5-87]$$

W równaniach [5-83 ÷ 5-87] pominąć można jeszcze pochodne wielkości \bar{w}_x , $\bar{\rho}$, \bar{c} i \bar{v} względem czasu ponieważ wartość tych wielkości nie zależy już od czasu. Ponadto wprowadzono następujące oznaczenia:

$$\bar{\rho} \bar{w}_{sx}^2 = \sigma_{xx} \quad [5-88]$$

$$\bar{\rho} \bar{w}_{sx} \bar{w}_{sy} = \tau_{xy} \quad [5-89]$$

$$\bar{w}_{sx} \bar{c} = \dot{m} \bar{w}_x \quad [5-90]$$

$$\bar{w}_{sy} \bar{c} = \dot{m} \bar{w}_y \quad [5-91]$$

$$\bar{\rho} c_p' \omega_{sx} v_{sx} = q_{px} \quad [5-92]$$

$$\bar{\rho} c_p' \omega_{sy} v_{sy} = q_{py} \quad [5-93]$$

W rezultacie otrzymuje się dla przepływowego pola dźwiękowego

$$\frac{\partial \bar{w}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}_y}{\partial y} = 0 \quad [5-94]$$

$$\bar{w}_x \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial x} + \bar{w}_y \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial y} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 \bar{w}_x}{\partial y^2} \pm \frac{1}{\bar{\rho}} \left(\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \right) \quad [5-95]$$

$$\bar{w}_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + \bar{w}_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} = D_c \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial y^2} \pm \frac{\partial \dot{m}_{wx}}{\partial x} \pm \frac{\partial \dot{m}_{wy}}{\partial y} \quad [5-96]$$

$$\bar{w}_x \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{w}_y \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = a \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} \pm \frac{1}{\bar{\rho} c_p'} \left[\frac{\partial q_{px}}{\partial x} + \frac{\partial q_{py}}{\partial y} \right] \quad [5-97]$$

Powyższe równania uzupełnione równaniem ruchu w kierunku osi y są również słuszne dla procesów zachodzących w stojącym polu akustycznym.

Równanie ruchu w kierunku osi y przyjmuje postać

$$\begin{aligned} \bar{w}_x \frac{\partial \bar{w}_y}{\partial x} + \bar{w}_y \frac{\partial \bar{w}_y}{\partial y} = & -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{w}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}_y}{\partial y^2} \right) \pm \\ & \pm \frac{1}{\bar{\rho}} \left(\frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad [5-72a]$$

gdzie: τ_{yx} - składowa naprężeń stycznych

przyczym $\tau_{yx} = \bar{\rho} \omega_{sy} \omega_{sx}$

τ_{yy} - składowa naprężeń normalnych

przyczym $\tau_{yy} = \bar{\rho} \omega_{xy}^2$

Porównując otrzymane równania [5-94 ÷ 5-97] z klasycznymi równaniami laminarnych warstw przyściennych można stwierdzić, że różnią się one wyrażeniami $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \tau_{xy}, \tau_{yx}, m_{wx}, m_{wy}, q_{px}$ i q_{py} .

Wyrażenia σ_{xx}, σ_{yy} oraz τ_{xy} i τ_{yx} są miarą dodatkowych naprężeń normalnych i stycznych powstających w warstwie przyściennej wskutek pulsacji ciśnienia. Natomiast wyrażenia m_{wx}, m_{wy} oraz q_{px} i q_{py} występujące w równaniu dyfuzji i w równaniu energii są miarą dodatkowego strumienia masy i strumienia ciepła powstających w wyniku pulsacji ciśnienia.

Można zatem stwierdzić, że efektem działania przepływowego i stojącego pola ultradźwiękowego jest wzrost burzliwości w warstwie przyściennej. Ponadto z równań [5-94 ÷ 5-97] wynika, że w zależności od znaku wielkości następuje wzrost lub zmniejszenie intensywności procesu wymiany ciepła i masy, przy czym o ostatecznym efekcie oddziaływania pola ultradźwiękowego decydować będzie jego częstotliwość. Przy dostatecznie dużych częstotliwościach, a więc małych okresach fali ultradźwiękowej nie należy jednak przewidywać zmniejszenia intensywności procesu wymiany ciepła i masy, gdyż przy zmianie znaku wielkości σ_{xx} i τ_{xy} w równaniu [5-95] nastąpi zjawisko oderwania warstwy przyściennej.

Warunkiem oderwania warstwy przyściennej jest to, aby czas formowania się tej warstwy było conajmniej równy połowie okresu fali.

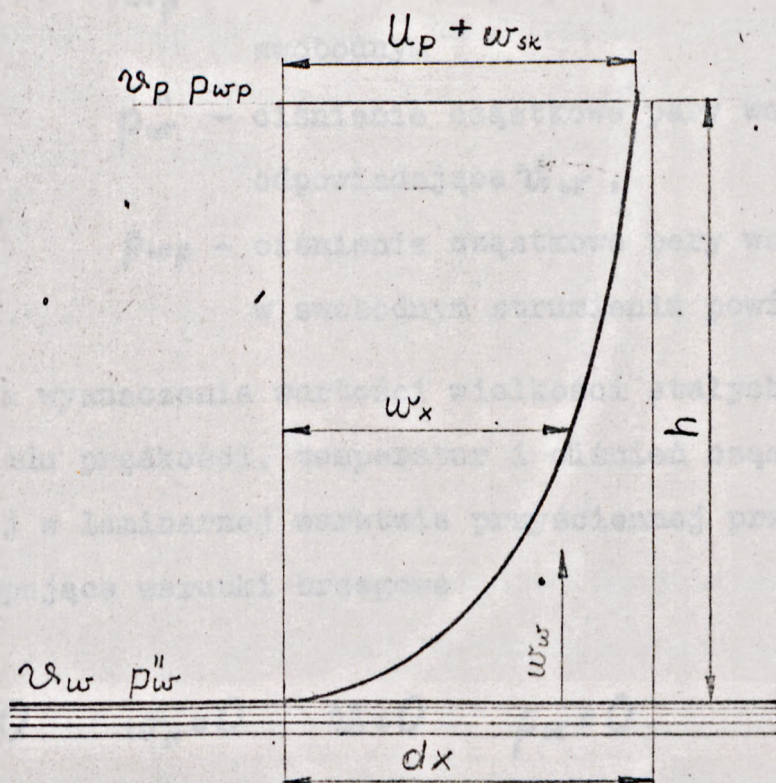
Mimo wprowadzenia szeregu uproszczeń uzyskanie ogólnego rozwiązania równań opisujących proces wymiany ciepła i masy w przepływowym polu ultradźwiękowym, a tym bardziej w polu

stojącej fali akustycznej jest niemożliwe.

W celu uzyskania przybliżonego rozwiązania równań laminarnej warstwy przyściennej przyjmuje się pewien rozkład prędkości, temperatur i stężeń (lub ciśnień cząstkowych) pary wodnej w powietrzu. Znajomość tego rozkładu spełniającego warunki brzegowe procesu umożliwi określenie grubości warstw przyściennych, a następnie stosując zmodyfikowaną metodę Karmana i Krużylina można uzyskać przybliżone rozwiązanie równania ruchu, energii i dyfuzji masy. Wyrażenia $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \tau_{xy}, \tau_{yx}, m_{wx}, m_{wy}, q_{px}$ i q_{py} występujące w równaniach [5-94 ÷ 5-97] można uwzględnić przez wprowadzenie odpowiednich poprawek do otrzymanych równań kryterialnych.

5.6. Przybliżone rozwiązanie równań laminarnej warstwy przyściennej w przepływowym polu ultradźwiękowym.

Przybliżone rozwiązanie równań warstwy przyściennej polega na bilansowaniu ilości ruchu, strumienia ciepła i strumienia masy w elementarnej objętości powietrza w pobliżu warstwy przyściennej. Elementarna objętość powietrza ma następujące wymiary (rys. 5-3): długość - dx , wysokość h oraz szerokość w płaszczyźnie prostopadłej do rysunku równą 1, przy czym wysokość h jest większa od grubości każdej z warstw przyściennych: hydraulicznej δ_h , termicznej δ_{θ} oraz dyfuzyjnej δ_p .



Rys. 5-3

Przyjmuje się zgodnie z Spangemacherem [76], że rozkłady prędkości, temperatur i ciśnień cząstkowych pary wodnej w laminarnej warstwie przyściennej opisane są równaniami

$$w_x = a_1 + b_1 y + c_1 y^2 \quad [5-98]$$

$$v = v_w - v_p = a_2 + b_2 y + c_2 y^2 \quad [5-99]$$

$$p_w = p_w'' - p_{wp} = a_3 + b_3 y + c_3 y^2 \quad [5-100]$$

gdzie: a, b, c - stałe których wartość wyznacza się dla zadanych warunków brzegowych,

v_w - temperatura powierzchni wody

v_p - temperatura powietrza w strumieniu swobodnym

p_w'' - ciśnienie cząstkowe pary wodnej odpowiadające v_w ,

p_{wp} - ciśnienie cząstkowe pary wodnej w swobodnym strumieniu powietrza.

Dla wyznaczenia wartości wielkości stałych w równaniach rozkładu prędkości, temperatur i ciśnień cząstkowych pary wodnej w laminarnej warstwie przyściennej przyjmuje się następujące warunki brzegowe

$$y=0 \quad w_x=0 \quad v=0 \quad p_w=0 \quad [5-101]$$

$$y=h \begin{cases} w_x = u_p \pm w_{zu} \\ \left(\frac{\partial w_x}{\partial y}\right)_h = 0 \\ v = v_w - v_p \\ \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_h = 0 \\ p_w = p_w'' - p_{wp} \\ \left(\frac{\partial p_w}{\partial y}\right)_h = 0 \end{cases} \quad [5-102]$$

w_{sk} - skuteczna prędkość cząstkowa w fali ultradźwiękowej
(dla uproszczenia w dalszym ciągu rozważań używa się tylko znaku +)

Podstawiając powyższe warunki do równań [5-98 ÷ 5-100] otrzymuje się po przekształceniach

$$w_x = 2 \frac{U_p + w_{sk}}{\delta_n} y - \frac{U_p + w_{sk}}{\delta_n^2} y^2 \quad [5-103]$$

$$v = 2 \frac{v_w - v_p}{\delta_v} y - \frac{v_w - v_p}{\delta_v^2} y^2 \quad [5-104]$$

$$p_w = 2 \frac{p_w'' - p_w p_y}{\delta_p} y - \frac{p_w'' - p_w p_y}{\delta_p^2} y^2 \quad [5-105]$$

Równanie ciągłości dla elementarnej objętości warstwy przysciennej (rys.5-3), przy pominięciu strumienia masy Stefana, ma postać

$$\rho_p \int_0^{\delta_n} w_x dy + \rho_w w_w = \rho_p \int_0^{\delta_n} \left(w_x + \frac{dw_x}{dx} \right) dy \quad [5-106]$$

gdzie: ρ_p - gęstość powietrza,

ρ_w - gęstość pary wodnej,

w_w - prędkość przepływu pary wodnej powstającej przy powierzchniowym odparowaniu wody.

W równaniu [5-106] oraz w dalszych pominięto różnicę gęstości powietrza w warstwie przysciennej i w strumieniu swobodnym spowodowaną różnicą ciśnień, temperatur i różnicą zawartości wilgoci.

Przekształcając równanie [5-106] otrzymuje się

$$\dot{m}_w = \rho_w w_w = \rho_p \int_0^{\delta_h} \frac{dw_x}{dx} dy \quad [5-107]$$

$$\frac{dw_x}{dx} = \frac{2y}{\delta_h} \frac{d(U_p + w_{sk})}{dx} - \frac{2y(U_p + w_{sk})}{\delta_h^2} \frac{d\delta_h}{dx} +$$

$$- \frac{y^2}{\delta_h^2} \frac{d(U_p + w_{sk})}{dx} + \frac{2(U_p + w_{sk})y^2}{\delta_h^3} \frac{d\delta_h}{dx}$$

$$\int_0^{\delta_h} \frac{dw_x}{dx} dy = \left[\frac{2y^2}{2\delta_h} \frac{d(U_p + w_{sk})}{dx} - \frac{2y^2(U_p + w_{sk})}{2\delta_h^2} \frac{d\delta_h}{dx} - \frac{1}{3} \frac{y^3}{\delta_h^3} \frac{d(U_p + w_{sk})}{dx} \right]_0^{\delta_h}$$

$$+ \frac{2}{3} \frac{y^3}{\delta_h^3} (U_p + w_{sk}) \frac{d\delta_h}{dx} \Big|_0^{\delta_h} = \frac{2}{3} \delta_h \frac{d(U_p + w_{sk})}{dx} - \frac{1}{3} (U_p + w_{sk}) \frac{d\delta_h}{dx}$$

Stąd prędkość przepływu powstającej pary wodnej wyniesie

$$w_w = \frac{\rho_p}{\rho_w} \left[\frac{2}{3} \delta_h \frac{d(U_p + w_{sk})}{dx} - \frac{1}{3} (U_p + w_{sk}) \frac{d\delta_h}{dx} \right] \quad [5-108]$$

Prędkość w_w może być również wyznaczona z prawa Ficka

$$\dot{m}_w = \rho_w w_w = -D_c \frac{dc}{dy} = \frac{D_c}{R_w \nu_w} \left(\frac{dp_w}{dy} \right)_0 \quad [5-109]$$

$$\left(\frac{dp_w}{dy} \right)_0 = \frac{2(p_w'' - p_{wp})}{\delta_p} \quad [5-110]$$

$$\rho_w = \frac{p_w''}{R_w \nu_w}$$

stąd

$$w_w = \frac{2 D_c}{\delta_p} \frac{p_w'' - p_{wp}}{p_w''} \quad [5-111]$$

Porównując stronami wyrażenia [5-108] i [5-111] otrzymuje się po uproszczeniach

$$\frac{d(U_p + w_{sk})}{dx} = \frac{3 D_c R_{pw}}{\delta_n \delta_p R_w} \frac{p_w'' - p_w}{p} - \frac{1}{2} \frac{U_p + w_{sk}}{\delta_n} \frac{d\delta_n}{dx} \quad [5-112]$$

gdzie: R_{pw} - stała gazowa powietrza wilgotnego,
 R_w - stała gazowa pary wodnej,
 p - średnie ciśnienie powietrza wilgotnego w strumieniu swobodnym.

Dla ustabilizowanej warstwy przyściennej $d\delta_n/dx \approx 0$.

Uwzględniając powyższy warunek otrzymuje się z równania [5-112] po rozdzieleniu zmiennych i scałkowaniu

$$U_p + w_{sk} = \frac{3 D_c}{\delta_n \delta_p} \frac{R_{pw}}{R_w} \frac{p_w'' - p_w}{p} x \quad [5-113]$$

Równanie ilości ruchu dla elementarnej objętości warstwy przyściennej ma postać

$$\rho_p \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_n} (U_p + w_{sk} - w_x) w_x dy - \rho_p \frac{d(U_p + w_{sk})}{dx} \int_0^{\delta_n} w_x dy = \tau + \delta_n \frac{dp}{dx} \quad [5-114]$$

gdzie: τ - napężenie styczne.

Zgodnie z równaniem [5-35] oraz [5-85]

$$\tau = \rho_w w_w (U_p + w_{sk}) - \mu \left(\frac{dw_x}{dy} \right)_0 \quad [5-115]$$

Ponadto z równania Bernoulliego (dla granicy, warstwy przyściennej)

$$\frac{dp}{dx} = - \rho_p (U_p + w_{sk}) \frac{d(U_p + w_{sk})}{dx} \quad [5-116]$$

Obliczając wartości całek równania [5-114] otrzymuje się

$$\int_0^{\delta_n} (M_p + w_{sk} - w_x) w_x dy = \int_0^{\delta_n} (M_p + w_{sk}) w_x dy - \int_0^{\delta_n} w_x^2 dy$$

$$\int_0^{\delta_n} w_x dy = \left| \frac{2(M_p + w_{sk})}{\delta_n} \frac{y^2}{2} - \frac{(M_p + w_{sk})}{\delta_n^3} \frac{y^3}{3} \right|_0^{\delta_n} = \frac{2}{3} (M_p + w_{sk}) \delta_n$$

$$\int_0^{\delta_n} w_x^2 dy = \int_0^{\delta_n} \left[\frac{4(M_p + w_{sk})^2}{\delta_n^2} y^2 - \frac{4(M_p + w_{sk})^2}{\delta_n^3} y^3 + \frac{(M_p + w_{sk})^2}{\delta_n^4} y^4 \right] dy =$$

$$= \left| \frac{4(M_p + w_{sk})^2}{\delta_n^2} \frac{y^3}{3} - \frac{4(M_p + w_{sk})^2}{\delta_n^3} \frac{y^4}{4} + \frac{(M_p + w_{sk})^2}{\delta_n^4} \frac{y^5}{5} \right|_0^{\delta_n} =$$

$$= \frac{8}{15} (M_p + w_{sk})^2 \delta_n$$

$$\int_0^{\delta_n} w_x (M_p + w_{sk} - w_x) dy = \frac{2}{3} (M_p + w_{sk})^2 \delta_n +$$

$$- \frac{8}{15} (M_p + w_{sk})^2 \delta_n = \frac{2}{15} (M_p + w_{sk})^2 \delta_n$$

Podstawiając otrzymane wartości do lewej strony równania

[5-114] otrzymuje się :

$$\begin{aligned} L &= \rho_p \frac{d}{dx} \left[\frac{2}{15} (M_p + w_{sk})^2 \delta_n \right] - \rho_p \frac{d(M_p + w_{sk})}{dx} \cdot \frac{2}{3} (M_p + w_{sk}) \delta_n = \\ &= \frac{2}{15} \rho_p \left[2(M_p + w_{sk}) \delta_n \frac{d(M_p + w_{sk})}{dx} + (M_p + w_{sk})^2 \frac{d\delta_n}{dx} \right] + \\ &- \frac{2}{3} \rho_p \delta_n (M_p + w_{sk}) \frac{d(M_p + w_{sk})}{dx} = \frac{2}{15} \rho_p (M_p + w_{sk})^2 \frac{d\delta_n}{dx} + \\ &- \frac{6}{15} \rho_p \delta_n (M_p + w_{sk}) \frac{d(M_p + w_{sk})}{dx} \end{aligned}$$

Podstawiając do prawej strony równania [5-114] wartość

$$\left(\frac{d w_x}{d y}\right)_0 = \frac{2(\mu_p + w_{sk})}{\delta_n}$$

oraz wielkości określone wzorami [5-115] i [5-116] otrzymuje się

$$P = \rho_p \left[\frac{2}{3} \delta_n (\mu_p + w_{sk}) \frac{d(\mu_p + w_{sk})}{d x} - \frac{1}{3} (\mu_p + w_{sk})^2 \frac{d \delta_n}{d x} + \right. \\ \left. - \frac{2 \mu (\mu_p + w_{sk})}{\delta_n} - \delta_n \rho_p (\mu_p + w_{sk}) \frac{d(\mu_p + w_{sk})}{d x} \right]$$

Dzieląc obie strony równości L i P przez $(\mu_p + w_{sk}) \rho_p$ otrzymuje się

$$\frac{2}{15} (\mu_p + w_{sk}) \frac{d \delta_n}{d x} - \frac{6}{15} \delta_n \frac{d(\mu_p + w_{sk})}{d x} = \frac{2}{3} \delta_n \frac{d(\mu_p + w_{sk})}{d x} \\ - \frac{1}{3} (\mu_p + w_{sk}) \frac{d \delta_n}{d x} - \frac{2 \nu}{\delta_n} - \delta_n \frac{d(\mu_p + w_{sk})}{d x}$$

Stąd po przekształceniach

$$\frac{\delta_n}{15} \frac{d(\mu_p + w_{sk})}{d x} + \frac{3}{15} (\mu_p + w_{sk}) \frac{d \delta_n}{d x} = \frac{2 \nu}{\delta_n} \quad [5-117]$$

Dla ustabilizowanej warstwy przyściennej $d \delta_n / d x = 0$ otrzymuje się zależność

$$\delta_n = \sqrt{\frac{30 \nu}{\mu_p + w_{sk}}} x \quad [5-118]$$

Dla tego przypadku można również obliczyć stosunek grubości hydraulicznej i dyfuzyjnej warstwy przyściennej; z równań [5-113] i [5-118] otrzymuje się

$$\frac{\delta_n}{\delta_p} = \frac{10 \nu_p}{D_c (p_{11}'' - p_{0p})} \frac{R_{1p}}{R_{p1}} \quad [5-119]$$

Względną grubość hydraulicznej warstwy przyściennej otrzymuje się jako rozwiązanie układu równań [5-112] i [5-117].

Wprowadzając pojęcie nowej pulsacyjnej liczby Reynoldsa określonej wzorem

$$Re_{px} = \frac{w_{sk} \cdot x}{\nu} \quad [5-120]$$

lub

$$Re_{px} = \frac{2 \pi f A x}{\sqrt{2} \cdot \nu} \quad [5-120a]$$

otrzymuje się

$$\frac{\delta_h}{x} = \sqrt{\frac{2H}{Re_x + Re_{px}}} \quad [5-121]$$

gdzie:

$$Re_x = \frac{U_p \cdot x}{\nu}$$

$$H = \frac{3}{2} \frac{D_c}{\nu} \left(\frac{\delta_h}{\delta_p} \right)^2 \frac{p''_N - p''_{Np}}{p} \frac{R_{wz}}{R_{pw}} - \frac{10}{11} \quad [5-122]$$

Równanie wymiany masy dla elementarnej objętości warstwy przyściennej ma postać

$$\dot{m}_w = -D_p \left(\frac{dp_w}{dy} \right)_0 = \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_p} \rho_w w_x dy \quad [5-123]$$

Podstawiając wyrażenia [5-103] i [5-105] pod znak całki wzoru [5-123] otrzymuje się:

$$\int_0^{\delta_p} \left[\frac{2(p''_N - p''_{Np})}{\delta_p} y - \frac{p''_N - p''_{Np}}{\delta_p^2} y^2 \right] \left[\frac{2(U_p + w_{sk})}{\delta_n} y - \frac{U_p + w_{sk}}{\delta_n^2} y^2 \right] dy =$$

$$= (p''_N - p''_{Np})(U_p + w_{sk}) \int_0^{\delta_p} \left[\frac{4y^2}{\delta_p \delta_n} - \frac{2y^3}{\delta_p \delta_n^2} - \frac{2y^3}{\delta_p^2 \delta_n} + \frac{y^4}{\delta_n^2 \delta_p^2} \right] dy =$$

$$= (p''_N - p''_{Np})(U_p + w_{sk}) \left[\frac{4y^3}{3\delta_p \delta_n} - \frac{2y^4}{4\delta_p \delta_n^2} - \frac{2y^4}{4\delta_p^2 \delta_n} + \frac{y^5}{5\delta_n^2 \delta_p^2} \right]_0^{\delta_p} =$$

$$\begin{aligned}
 &= (p_w'' - p_{wp}) (U_p + w_{sk}) \left[\frac{4\delta_p^3}{3\delta_p\delta_n} - \frac{2\delta_p^4}{4\delta_p\delta_n^2} - \frac{2\delta_p^4}{4\delta_p^2\delta_n} + \frac{\delta_p^5}{5\delta_n^2\delta_p} \right] = \\
 &= (p_w'' - p_{wp}) (U_p + w_{sk}) \left[\frac{4}{3} \frac{\delta_p^2}{\delta_n} - \frac{1}{2} \frac{\delta_p^3}{\delta_n^2} - \frac{1}{2} \frac{\delta_p^2}{\delta_n} + \frac{1}{5} \frac{\delta_p^3}{\delta_n^2} \right] = \\
 &= (p_w'' - p_{wp}) (U_p + w_{sk}) \left(\frac{5}{6} \frac{\delta_p^2}{\delta_n} - \frac{3}{10} \frac{\delta_p^3}{\delta_n^2} \right)
 \end{aligned}$$

Wprowadzając oznaczenie

$$k_u = \frac{\delta_p}{\delta_n} \quad [5-124]$$

otrzymuje się

$$\int_0^{\delta_p} p_w w_x dy = (p_w'' - p_{wp}) (U_p + w_{sk}) \delta_p \left(\frac{5}{6} k_u - \frac{3}{10} k_u^2 \right)$$

stąd

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_p} p_w w_x dy &= (p_w'' - p_{wp}) \left\{ [(U_p + w_{sk}) \delta_n k_u \left(\frac{5}{6} \frac{dk_u}{dx} - \frac{3}{5} k_u \frac{dk_u}{dx} \right) \right. \\
 &+ \left(\frac{5}{6} k_u - \frac{3}{10} k_u^2 \right) \left[k_u \delta_n \frac{d(U_p + w_{sk})}{dx} + (U_p + w_{sk}) \delta_n \frac{dk_u}{dx} + \right. \\
 &\left. \left. + (U_p + w_{sk}) k_u \frac{d\delta_n}{dx} \right] \right\}
 \end{aligned}$$

Po wykonaniu przekształceń oraz wykorzystaniu zależności określonych wzorami [5-112] i [5-117] otrzymuje się ostatecznie

$$\dot{m}_w = \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_p} p_w w_x dy = (p_w'' - p_{wp}) \left[\frac{5}{3} (U_p + w_{sk}) k_u + [5-125] \right]$$

$$-\frac{g}{10}(U_p + w_{sk})k_u^2(U_p + w_{sk})\delta_n \frac{d'k_u}{dx} + \frac{3D_p}{\delta_n} \frac{p'' - p_{wp}}{p} \frac{\delta_p}{k_u} \left(\frac{5}{6}k_u - \frac{3}{10}k_u^2 \right)$$

Ponieważ

$$\left(\frac{dp_w}{dy} \right)_0 = \frac{2(p'' - p_{wp})}{\delta_p}$$

oraz

$$r_{nw} = \beta_p (p'' - p_{wp})$$

zatem

$$\beta_p (p'' - p_{wp}) = \frac{2D_p (p'' - p_{wp})}{\delta_p}$$

stąd

$$\beta_p = \frac{2D_p}{\delta_p} = \frac{2D_p}{k_u \delta_n} \quad [5-126]$$

gdzie: β_p - współczynnik przejmowania masy.

Mnożąc obie strony wyrażenia [5-126] przez x i dzieląc przez D_p otrzymuje się

$$\frac{\beta_p \cdot x}{D_p} = \frac{2x}{k_u \delta_n}$$

Ponieważ $\Delta h = \frac{\beta_p \cdot x}{D_p}$ oraz $\frac{x}{\delta_n} = \frac{\sqrt{Re_x + Re_{px}}}{\sqrt{2H}}$

zatem

$$\Delta h_x = \frac{2\sqrt{Re_x + Re_{px}}}{k_u(x)\sqrt{2H}} \quad [5-127]$$

gdzie: $k_u(x)$ - wielkość określona wg. zależności

$$[5-119] \text{ i } [5-125]$$

Średnia wartość liczby Sherwooda wyniesie

$$\Delta h = \frac{1}{L} \int_0^L \Delta h_x dx \quad [5-127a]$$

Równanie zachowania energii dla elementarnej objętości warstwy przysciennej rozwiązuje się analogicznie do równania zachowania masy.

Zmiana entalpii powietrza w warstwie przysciennej wynosi

$$q = i''_{pw} - i_p \approx g_p c_p \frac{d\delta u}{dx} \int_0^{\delta u} v_x \cdot w_x dy + r m_w \quad [5-128]$$

Obliczając wartość wyrażenia $\frac{d}{dx} \int_0^{\delta u} v_x \cdot w_x dy$ podobnie jak w przypadku równania [5-123] otrzymuje się po dokonaniu niezbędnych przekształceń

$$q = \frac{d}{dx} \int_0^{\delta u} v_x \cdot w_x dy = (v_w - v_p) \left[\left(\frac{5}{3} k_{v2} - \frac{9}{10} k_{v2}^2 \right) (U_p + w_{sk}) \delta u \frac{dk_{v2}}{dx} + \frac{3D_c}{\delta_n} \frac{\rho_w'' - \rho_{wp}}{P} \frac{R_{pw}}{R_w} \left(\frac{5}{6} k_{v2} - \frac{3}{10} k_{v2}^2 \right) \right] + r m_w [5-129]$$

gdzie: $k_{v2} = \delta u / \delta_n$

Na powierzchni rozdziału faz spełniony jest warunek

$$q = -\lambda \left(\frac{d\delta u}{dy} \right)_0 + r m_w \quad [5-130]$$

Ponieważ

$$\left(\frac{d\delta u}{dy} \right)_0 = \frac{2(v_w - v_p)}{\delta u}$$

zatem

$$q = \frac{2\lambda(v_w - v_p)}{\delta_x} + \alpha v_w$$

Jednocześnie

$$q = \alpha(v_w - v_p) + \alpha v_w = \frac{2\lambda(v_w - v_p)}{\delta_x} + \alpha v_w \quad [5-131]$$

Po przekształceniach otrzymuje się

$$\alpha = \frac{2\lambda}{\delta_x} \quad [5-132]$$

lub

$$\frac{\alpha x}{\lambda} = \frac{2x}{\delta_x} \quad [5-132a]$$

Ponieważ $\frac{\alpha x}{\lambda} = Nu_x$ zatem

$$Nu_x = \frac{2x}{\delta_x} = \frac{2\sqrt{Re_x + Re_{px}}}{k_v(x)\sqrt{2H}} \quad [5-133]$$

$$Nu_x = \frac{\sqrt{2(Re_x + Re_{px})}}{k_v(x)\sqrt{H}} \quad [5-133a]$$

gdzie: $k_v(x)$ - współczynnik, którego wartość określić można wg. równania [5-129]

Średnia wartość liczby Nusselta wyniesie

$$Nu = \frac{1}{L} \int_0^L Nu_x dx \quad [5-133b]$$

5.7. Omówienie wyników analizy teoretycznej

Analizując wpływ pola ultradźwiękowego na proces wymiany ciepła i masy pomiędzy wodą i powietrzem rozróżniono dwa przypadki:

- przepływowe pole akustyczne,
- stojące pole akustyczne.

Przyczyną tego podziału są różnice w fizycznym mechanizmie przebiegu procesu.

W przypadku „przepływowego” pola ultradźwiękowego stwierdzono, że jego wpływ na przebieg procesu związany jest głównie ze zjawiskami fizycznymi zachodzącymi w warstwie przyściennej, a przede wszystkim wzroście jej burzliwości i zapobieganiu stabilizacji.

Natomiast wpływ „stojącego” pola ultradźwiękowego jest bardziej złożony, gdyż pojawia się w tym przypadku szereg dodatkowych, niezbadanych jeszcze dokładnie zjawisk spowodowanych różnicą własności akustycznych wody i powietrza. Różnica tych własności jest przyczyną występowania na granicy rozdziału faz ciśnienia promieniowania dźwięku oraz wiatru akustycznego (kwarcowego) związanego z przepływem cząstek gazu pomiędzy strzałką i węzłem fali stojącej.

W poprzednim rozdziale sformułowano równania różniczkowe opisujące przebieg procesu wymiany ciepła i masy przy przepływie powietrza nad poziomą powierzchnią wody w polach ultradźwiękowych. Równania te wskazują na pewne dodatkowe efekty intensyfikujące przebieg procesu a wywołane wpływem wyżej opisanych zjawisk które uwzględniono przez wprowadzenie współczynników K_p i q_p . Obecny stan wiedzy uniemożliwia analityczne określenie nawet rzędu wielkości tych współ-

-czynników; ich wartość może być określona jedynie na drodze eksperymentalnej i dlatego w dalszej części rozważań teoretycznych zostały one pominięte.

W celu uzyskania ilościowych i jakościowych zależności dla procesu wymiany ciepła i masy zachodzącego w warunkach pola ultradźwiękowego wprowadzono szereg dodatkowych założeń upraszczających, które jednak nie zniekształcają fizycznego modelu przebiegu procesu .

Uproszczenia te polegały na:

- przyjęciu stałej temperatury czynników wymieniających ciepło i masę,
- pominięciu wpływu temperatury i ciśnienia na wartość współczynników opisujących własności fizyczne czynników. W zakresie temperatur występujących w procesach klimatyzacji błąd wynikający z tego uproszczenia nie przekracza 1,5 %,
- pominięciu zmiany gęstości powietrza spowodowanej zmiennym ciśnieniem akustycznym.

(Dla maksymalnej wartości ciśnienia akustycznego występującego w strzałce fali stojącej przy poziomie ciśnienia akustycznego $L = 160$ dB błąd wynikający z tego uproszczenia nie przekracza 3 %),

- pominięciu strumienia masy wynikającego z równania Stefana (w warunkach występujących w procesach klimatyzacji błąd wynikający z tego uproszczenia jest mniejszy od 0,5 %),
- pominięto wpływ termodyfuzji oraz przewodnictwa dyfuzyjnego,
- przyjęto, że prędkość przepływu jest mniejsza od 0,2 c

(gdzie c - prędkość dźwięku) i w związku z tym pominięto funkcję dysypacji energii,

- pominięto całe równanie ruchu względem osi pionowej z uwagi na to, że rząd występujących w nim wielkości jest znacznie mniejszy od rzędu wielkości z równania w kierunku osi x ,
- pominięto różnicę gęstości powietrza wilgotnego w warstwie przysciennej i w strumieniu swobodnym,
- wprowadzeniu procesu quasiustalonego, przy czym zmienne w czasie przebiegi wielkości zastąpiono wprowadzeniem wartości skutecznych tych wielkości.

W rezultacie wprowadzenia powyższych uproszczeń uzyskano równania różniczkowe, które różnią się od klasycznych równań warstwy przysciennej wielkościami σ_{xx} , τ_{xy} , \dot{m}_{wx} , \dot{m}_{wy} , q_{px} i q_{py} .

Wielkości σ_{xx} i τ_{xy} są miarą dodatkowych naprężeń normalnych i stycznych będących wynikiem pulsacji prędkości i ciśnienia. Natomiast \dot{m}_{wx} i \dot{m}_{wy} oraz q_{px} i q_{py} są dodatkowymi strumieniami masy i ciepła spowodowanymi oddziaływaniem pola ultradźwiękowego. Na podstawie powyższych równań stosując zmodyfikowaną metodę Karmana i Krużylina uzyskano przybliżone rozwiązanie dla warstw przysciennej z parabolicznym rozkładem prędkości, temperatur i ciśnień cząsteczek pary wodnej.

Uzyskane rozwiązanie miało postać

$$\frac{\delta_n}{x} = \sqrt{\frac{2H}{Re_x + Re_{px}}} = \sqrt{\frac{2H}{Re_{cx}}}$$

$$Nu_x = \frac{1}{k_{rz}(x)} \sqrt{\frac{Re_{cx}}{2H}} \quad [5-135]$$

$$\Delta h_x = \frac{1}{k_u(x)} \sqrt{\frac{Re_{cx}}{2H}} \quad [5-136]$$

gdzie:

$$H = \frac{3}{2} \frac{D_c}{\nu} \left(\frac{d_h}{d_p} \right)^2 \frac{p_{pr}'' - p_{pr}}{P} \frac{R_{pr}}{R_{pw}} - \frac{10}{11}$$

$$Re_{cx} = Re_x + Re_{px}$$

$$Re_x = \frac{u_p x}{\nu}$$

$$Re_{px} = \frac{\omega_{sk} x}{\nu} = \frac{2\pi f A x}{\sqrt{2} \nu}$$

$$k_{rz} = \frac{d_{rz}}{d_h}$$

$$k_u = \frac{d_p}{d_h}$$

Z zależności [5-134] wynika, że względna grubość hydraulicznej warstwy przyściennej jest odwrotnie proporcjonalna do całkowitej liczby Reynoldsa Re_{cx} będącej sumą liczby Reynoldsa określonej dla prędkości powietrza w strumieniu swobodnym oraz pulsacyjnej liczby Reynoldsa określonej dla skutecznej wartości pulsacji prędkości cząstkowej w fali dźwiękowej.

Aby ocenić rząd wielkości pulsacyjnej liczby Reynoldsa wprowadza się wielkość a zdefiniowaną wzorem

$$\alpha = \frac{Re_{px}}{Re_x} = \frac{\sqrt{2} \pi f A}{U_p} \quad [5-137]$$

Przyjmując dolny zakres częstotliwości fal ultradźwiękowych $f = 16 \text{ kHz}$ oraz wartość amplitudy drgań $A = 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ otrzymuje się dla przeciętnej prędkości przepływu powietrza w komorach zraszania $U_p = 5 \text{ m/s}$

$$a = \frac{2 \pi \cdot 16 \cdot 10^3 \cdot 0,1 \cdot 10^{-3}}{5} = 1,42$$

A zatem dla stosunkowo niskiej wartości częstotliwości pulsacyjna liczba Reynoldsa jest o 42 % większa od liczby Reynoldsa określonej dla prędkości powietrza w strumieniu swobodnym.

Wprowadzając wartość a do wzorów otrzymuje się

$$\frac{\delta_h}{x} = \sqrt{\frac{2H}{Re_x}} \frac{1}{\sqrt{1+a}} \quad [5-134a]$$

$$Nu_x = \sqrt{\frac{Re_x}{2H}} \frac{\sqrt{1+a}}{k_{\lambda}(x)} \quad [5-135a]$$

$$\Delta h_x = \sqrt{\frac{Re_x}{2H}} \frac{\sqrt{1+a}}{k_{\lambda}(x)} \quad [5-136a]$$

Z analizy powyższych wzorów wynika, że w wyniku pulsacji ciśnienia uzyskuje się wzrost zarówno liczby Nusselta, jak

liczby Sherwooda, przy czym wzrost ten jest proporcjonalny do wielkości $\sqrt{1+a}$.

Wielkości $Kv(x)$ i $ku(x)$ wyrażone stosunkiem grubości odpowiednich warstw przysściennych, których zależności funkcyjne określone wzorami [5-124] i [5-129] mogą być wyznaczone na drodze eksperymentu, podobnie jak wielkość H występująca we wzorach [5-134], [5-135] i [5-130].

5.8. W n i o s k i

Na podstawie wyników przeprowadzonej analizy wpływu pola ultradźwiękowego na procesy wymiany ciepła i masy oraz na podstawie uzyskanych przybliżonych rozwiązań równań warstwy przysściennej można stwierdzić, że istnieje możliwość intensyfikacji tych procesów w wyniku oddziaływania pola ultradźwiękowego.

- W przypadku "przepływowego" pola ultradźwiękowego intensyfikację procesu uzyskuje się w wyniku zwiększania burzliwości w warstwie przysściennej; ponadto pulsacja prędkości wywołana zmiennym ciśnieniem akustycznym przeciwdziała stabilizacji warstwy przysściennej i może doprowadzić do jej oderwania. Z równań [5-120], [5-127] i [5-133a] wynika, że grubość hydraulicznej warstwy przysściennej oraz wartości liczby Sherwooda i liczby Nusselta zależą od wartości pulsacyjnej liczby Reynoldsa; a zatem intensywność przebiegu procesu wymiany ciepła i masy zależy od amplitudy drgań, częstotliwości i poziomu ciśnienia akustycznego.

- Wpływ "stojącego" pola ultradźwiękowego na przebieg procesu wymiany ciepła i masy jest bardziej złożony. Jest on superpozycją wielu zjawisk: ciśnienia promieniowania dźwięku, wiatru akustycznego, tarcia na powierzchni granicznej, pulsacji ciśnienia na powierzchni itd.

Mechanizm przebiegu większości z tych zjawisk nie został jeszcze dostatecznie wyjaśniony, a w związku z tym ich wpływ na proces wymiany ciepła i masy może być oceniony jedynie na podstawie badań eksperymentalnych.

- Wartości współczynników H , $k_v(x)$ i $k_u(x)$ występujących w równaniach [5-125] i [5-133a] można również wyznaczyć na podstawie wyników badań eksperymentalnych; wyniki te posłużą również do obliczenia średnich wartości liczb Sherwooda i Nusselta wg. wzorów [5-127a] i [5-133b].

6. Wytyczne badań eksperymentalnych

6.1. Cel badań

Teoretyczna analiza problemu intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy w wyniku oddziaływania pola akustycznego wykazała, że szeregu zjawisk zachodzących na granicy rozdziału faz nie można opisać analitycznie. Ponadto wysunięte hipotezy dotyczące mechanizmu wpływu przepływowego i stojącego pola ultradźwiękowego wymagają eksperymentalnego potwierdzenia.

A zatem podstawowym celem badań jest ilościowa ocena efektów intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy uzyskanych w wyniku oddziaływania przepływowego i stojącego pola ultradźwiękowego.

Integralną częścią powyższej oceny jest określenie energetycznych wskaźników tej metody intensyfikacji procesu oraz ustalenie ewentualnego zakresu jej stosowania.

Oprócz tego podstawowego celu w czasie badań eksperymentalnych należy określić optymalne warunki przebiegu procesu, tzn. określić dla jakich wartości częstotliwości, amplitudy, ciśnienia i natężenia fali uzyskane efekty intensyfikacji są najkorzystniejsze pod względem energetycznym.

6.2. Obiekt badań

W celu realizacji zakresu badań określonych w pkt. 6.1. obiekt badań powinien spełniać szereg warunków, a przede wszystkim powinien umożliwiać uzyskanie przepływowego i stojącego pola ultradźwiękowego o zmiennej częstotliwości drgań i zmiennym natężeniu energii falowej.

Ponadto obiekt ten powinien stwarzać możliwość wykonania badań porównawczych dla procesu zachodzących bez oddziaływania pola ultradźwiękowego.

Zastosowanie gazowego generatora do wytwarzania pola ultradźwiękowego jest korzystne ze względu na prostotę układu zasilania, łatwość obsługi oraz możliwości bezpośredniego wyznaczania wielkości charakteryzujących pole ultradźwiękowe bez konieczności stosowania dodatkowych przyrządów pomiarowych. Do wytwarzania pola ultradźwiękowego można zastosować również inne rodzaje przetworników, jak np. piezomagnetyczne lub elektromagnetyczne.

Układ regulacji natężenia przepływu powinien umożliwiać regulację prędkości przepływu powietrza przez komorę badawczą w zakresie 1 - 15 m/s.

Do badań należy używać wody destylowanej o stabilizowa-

-nej temperaturze.

6.3. Wytyczne metodyki wykonywania badań

Ilościowa ocena wpływu pola ultradźwiękowego na przebieg procesu wymiany ciepła i masy wymaga wykonania badań w dwóch etapach, przy czym obydwie etapy powinny być wykonane w podobnych warunkach geometrycznych, hydromechanicznych i cieplnych.

Celem pierwszego etapu jest w pewnym sensie wzorcowanie stanowiska polegające na wyznaczeniu współczynników przejmowania ciepła i masy w warunkach "izobarycznych" tj. bez wpływu pola ultradźwiękowego.

Współczynniki wymiany ciepła i masy są wyrażone wzorami

$$\alpha = \frac{Q}{F(\vartheta_{w}'' - \vartheta_{pf})} = \frac{\dot{m}_p c_p' (\vartheta_{p2} - \vartheta_{p1})}{F(\vartheta_{w}'' - \vartheta_{pf})} \frac{W}{m^2 \cdot K} \quad [6-1]$$

$$\beta_p = \frac{\dot{m}_w}{F(p_w'' - p_{wp})} = \frac{\dot{m}_p (x_2 - x_1)}{F(p_w'' - p_{wp})} \frac{kg}{m^2 \cdot s \cdot N/m^2} \quad [6-2]$$

gdzie: \dot{m}_p - strumień masy suchego powietrza przepływającego przez komorę, kg/s,

ϑ_{p1} - temperatura powietrza przed komorą, K,

ϑ_{p2} - temperatura powietrza za komorą, K,

F - pole powierzchni wody, m²

x_1 - zawartość wilgoci w powietrzu przed komorą, kg/kg

x_2 - zawartość wilgoci w powietrzu za komorą, kg/kg

ϑ_w'' - temperatura powierzchni wody, K,

p_w'' - ciśnienie nasycenia pary wodnej odpowiadające temperaturze ϑ_w'' , N/m²,

c_p' - ciepło właściwe powietrza wilgotnego, J/(kg.K)

p_{wp} - ciśnienie cząstkowe pary wodnej w swobodnym strumieniu powietrza, N/m^2 ,

ϑ_{pf} - średnia temperatura powietrza w strumieniu swobodnym, K.

$$\vartheta_{pf} = 0,5(\vartheta_{p1} + \vartheta_{p2}) \quad [6-3]$$

Średnie ciepło właściwe powietrza wilgotnego określa się wg. wzoru

$$c_p = c_p + c_{pw} \cdot x_f \quad J/(kg \cdot K) \quad [6-4]$$

gdzie: c_p - średnie ciepło właściwe powietrza suchego,

c_{pw} - średnie ciepło właściwe pary wodnej,

x_f - średnia zawartość wilgoci w powietrzu, kg/kg

$$x_f = \frac{x_1 + x_2}{2} \quad [6-5]$$

Ciśnienie cząstkowe pary wodnej w swobodnym strumieniu powietrza oblicza się wg zależności

$$p_{wp} = \frac{p \cdot x_f}{0,622 + x_f} \quad N/m^2 \quad [6-6]$$

gdzie: p - ciśnienie całkowite powietrza wilgotnego, N/m^2 .

Do wzorów [6-3 ÷ 6,6] podstawia się średnie arytmetyczne wyniki pomiarów obliczone wg zależności

$$\bar{\pi} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} \pi_i \quad [6-7]$$

gdzie: π_i - wartość mierzonego parametru,

n - liczba wyników uzyskanych w serii pomiarowej.

Ze wzorów [6-1] i [6-2] wynika, że wyznaczenie wartości α i β_p wymaga pomiaru następujących wielkości fizycznych:

- strumienia masy powietrza przepływającego przez komorę, \dot{m}_p
- strumienia masy odparowanej wilgoci, \dot{m}_w ,
- średniej temperatury powietrza przed i za komorą ϑ_{p1} i ϑ_{p2} ,
- średniej temperatury powierzchni wody ϑ_w .

Do pomiaru strumienia masy powietrza można zastosować układ kryz normalnych przy czym średnica stosowanej kryzy powinna w każdych warunkach zapewniać spełnienie warunku $Re > Re_{gr}$. Ten układ pomiarowy zapewnia uzyskanie dokładności pomiaru w granicach $98,5 \div 99,0 \%$.

Pomiar strumienia masy odparowanej wody stwarza nieco więcej trudności pomiarowych i może być wykonany dwiema metodami:

- a) Pierwsza metoda polega na bilansowaniu przyrostu zawartości wilgoci w powietrzu przepływającym przez komorę badawczą wg zależności

$$\dot{m}_w = \dot{m}_p (x_2 - x_1) \quad [6-8]$$

Ze wzoru [6-8] wynika, że jest to pomiar złożony, przy czym sposób wyznaczania wielkości \dot{m}_p omówiono wyżej.

Pomiar przyrostu zawartości wilgoci w powietrzu może być wykonany dwoma sposobami:

- na drodze grawimetrycznej,
- w wyniku pomiaru temperatury termometru suchego i wilgotnego powietrza.

Sposób grawimetryczny wymaga odsysania próbki powietrza przez układ do adsorpcji wilgoci i sprowadza się do pomiaru masy adsysanej próbki oraz przyrostu masy adsorbenta.

O ile wyznaczanie przyrostu masy adsorbenta nie jest trud-

-ne a uzyskana dokładność pomiaru jest stosunkowo bardzo wysoka, o tyle pomiar małych objętości przepływającego powietrza jest obciążony dość dużym błędem tak, że dokładność pomiaru tą metodą wynosi $95 \div 96 \%$.

Drugi sposób pomiaru nie zapewnia również uzyskania większej dokładności, ale jest znacznie prostszy tym bardziej, że dokładny pomiar temperatury powietrza jest niezbędny dla określenia wielkości α i β_p . A zatem ten sposób musi być rozpatrywany łącznie z pomiarem wielkości U_p i U_w . Ponieważ przyrosty temperatury powietrza w komorze badawczej wynoszą $2 \div 3$ K, dokładność pomiaru temperatury rzutuje w istotny sposób na dokładność całych badań.

Aby dokładność wyznaczenia α i β_p wynosiła $90 \div 95 \%$ błąd pomiaru temperatury nie powinien być większy od $3 \div 7 \%$.

Układ pomiaru temperatury powinien zapewniać

- uzyskanie średniej temperatury przepływającego powietrza w poprzecznym przekroju przewodu,
- eliminację niekontrolowanych wpływów otoczenia (np. wymianę ciepła przez promieniowanie pomiędzy czujnikiem termometrycznym a ściankami przewodu)
- uzyskanie jak największej dokładności pomiaru.

Powyższe warunki spełnią najlepiej ekranowane czujniki termometru oporowego wyposażone w elektroniczny układ kompensacyjny. Układ taki zapewnia pomiar temperatury z błędem $\pm 0,05$ K, co przy różnicy temperatur $U_{p2} - U_{p1} = 2 \div 3$ K pozwala uzyskać dokładność $3,3 \div 5 \%$.

Do pomiaru temperatury powierzchni wody można zastosować również czujniki termometrów oporowych pływające po jej powierzchni o dokładności pomiaru jak wyżej.

Termometry powinny być wyposażone w wskaźniki rejestrująco-wskazujące, co znacznie ułatwia pomiar, a szczególnie stwierdzenie czy pomiar przebiega w warunkach ustalonych.

b) Druga metoda pomiaru strumienia masy odparowanej wody polega na uzupełnianiu jej ubytków w układzie; metoda ta może być stosowana dla kontroli metody pierwszej.

Dla wyznaczonych wartości α i β_p oblicza się wartości liczb podobieństwa wg. wzorów

$$Nu_f = \frac{\alpha L}{\lambda_f} \quad [6-9]$$

$$Sh_f = \frac{\beta_p L}{D_{pf}} \quad [6-10]$$

gdzie: L - długość komory badawczej, m

λ_f - współczynnik przewodności cieplnej określony dla powietrza o temperaturze ϑ_{pf} , W/(m.K),

D_{pf} - współczynnik dyfuzji pary wodnej do powietrza określony dla temperatury ϑ_{pf} , $\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s} \cdot \text{N}/\text{m}^2)$.

Z kolei oblicza się liczbę podobieństwa mechanicznego (liczbę Reynoldsa) wg wzoru

$$Re_f = \frac{u_p L}{\nu_f} = \frac{(\dot{m}_p + \dot{m}_w) L}{\rho_{pw} \nu_f F_p} = \frac{(\dot{m}_p + \dot{m}_w) L}{\mu_f F_p} \quad [6-11]$$

gdzie: ρ_{pw} - gęstość powietrza wilgotnego, kg/m^3 ,

μ_f - dynamiczny współczynnik lepkości dla

powietrza wilgotnego, N_s/m^2 ,

F_p - pole przekroju poprzecznego komory badawczej, m^2 .

Dokładność wyznaczenia liczby Reynoldsa wg wzoru [6-11] dla założonej dokładności pomiaru wielkości \dot{m}_p i \dot{m}_w oraz dokładności wyznaczenia μ_f wyniesie $\sim 3\%$.

Zmianę parametrów fizycznych powietrza w poszczególnych seriach pomiarowych uwzględnia się przez wprowadzenie liczby Prandtla dla procesu wymiany ciepła i liczby Schmidta dla procesu wymiany masy.

Liczby te określone są wzorem

$$Pr_f = \frac{\nu_f}{\alpha_f} = \frac{\nu_f \rho_f c_p'}{\lambda_f} = \frac{\mu_f c_p'}{\lambda_f} \quad [6-12]$$

$$Sh_f = \frac{v_f}{D_{cf}} \quad [6-13]$$

gdzie: D_{cf} - współczynnik dyfuzji pary wodnej w powietrzu, m^2/s .

Po wykonaniu co najmniej pięciu serii pomiarowych dla różnych wartości prędkości przepływu powietrza oraz różnych wartości temperatur powietrza i wody przystępuje się do wyznaczenia wartości stałych współczynników w równaniach kryterialnych.

$$Nu_f = A_1 Re_f^{n_1} Pr_f^{m_1} \quad [6-14]$$

$$Sh_f = A_2 Re_f^{n_2} Pr_f^{m_2} \quad [6-15]$$

Współczynniki A , n , m wyznacza się znanymi metodami nanosząc wyniki obliczeń na wykres w układzie podwójnie logarytmicznym. Następnie oblicza się przedział ufności uzyskanych wyników, przy czym uwzględnia się :

- błędy zastosowanych przyrządów pomiarowych wynikających z ich klasy niedokładności,
- błędy metody pomiaru wielkości złożonych (np. strumienia masy powietrza),
- błędy wyznaczenia własności fizycznych czynników.

W oparciu o tak przygotowane dane wyjściowe można przystąpić do badań wpływu pola ultradźwiękowego na przebieg procesu wymiany ciepła i masy.

Celem pierwszej części pomiarów jest określenie wpływu częstotliwości fali ultradźwiękowej na przebieg procesu, przy czym warunkiem umożliwiającym określenie tego wpływu jest wykonanie badań porównawczych przy $Re = idem$ i $Pr = idem$. Gdy tego warunku nie można osiągnąć wówczas do analizy porównawczej wykorzystuje się równania uogólnione [6-14] i [6-15].

Częstotliwość fal ultradźwiękowych uzyskiwanych przy użyciu generatora Hartmanna oblicza się wg wzoru [3]

$$f = \frac{c}{4(1 + 0,3d)} \quad \text{kHz}$$

gdzie: c - prędkość dźwięku w powietrzu o temperaturze

v_{pf} , m/s,

l - długość komory rezonatora, mm,

d - średnica komory rezonatora, mm.

Ze względu na to, że wymiary komory rezonansowej są bardzo małe (dla $f = 31,5$ kHz i $l = d$, $l = 2$ mm) wymagany jest pomiar jej długości z błędem $\pm 0,02$ mm. Pomiar długości i średnicy komory rezonatora z błędem $\pm 0,02$ mm wraz z błędem wyznaczenia prędkości dźwięku zapewniają uzyskanie łącz-

-nej dokładności pomiaru częstotliwości wynoszącej 96 ÷ 98%,
w zależności od częstotliwości emitowanej fali.

Moc emitowaną przez generator oraz sprawność energetyczną
generatora oblicza się wg wzoru

$$N = 3 d^2 \sqrt{10 p_n - 0,9} \quad W \quad [6-16]$$

$$\eta_g = 5,46 \frac{\sqrt{10 p_n - 0,9}}{(1 + 10 p_n) [(1 + 10 p_n)^{0,291} - 1]} \quad [6-17]$$

gdzie: p_n - nadciśnienie powietrza przed generatorem,
MN/m².

Pomiary porównawcze wykonuje się dla ustalonych warunków
Re = idem i Pr = idem zmieniając częstotliwość emitowanej
fali ultradźwiękowej, przy czym należy wykonać pomiary dla
co najmniej pięciu różnych wartości częstotliwości fali.

Następnie wg wzorów [6-1, 6-2, 6-9, 6-10] oblicza się
wartości α_p , β_{pp} , N_{up} i Δh_p dla procesu wymiany ciepła
i masy w polu ultradźwiękowym.

Wartości stałych w równaniach kryterialnych o postaci
[6-14] i [6-15] wyznacza się jak w przypadku opisanym wyżej
wprowadzając zastępczą liczbę Reynoldsa określoną wzorem

$$Re_c = Re_f + Re_{fp} \quad [6-18]$$

lub

$$Re_c = Re_f (1 + a) \quad [6-18a]$$

gdzie: Re_{fp} - pulsacyjna liczba Reynoldsa obliczona
wg wzoru

$$Re_{fp} = \frac{2 \pi f A \cdot L}{\sqrt{2} v_f} \quad [6-19]$$

Nanosząc otrzymane wyniki badań na wspólny wykres w układzie $Nu_p - Re_p$ (lub $Sh_p - Re_p$) można określić ewentualną wartość krytycznej częstotliwości fali poniżej której pole ultradźwiękowe nie wywiera wpływu na przebieg procesu wymiany ciepła i masy.

W podobny sposób ocenić można wpływ natężenia fali na przebieg procesu, przy czym zmianę natężenia emitowanej fali uzyskuje się przez zmianę ciśnienia powietrza przed generatorem przy warunku $f = \text{const}$. Sposób wykonania pomiarów, opracowania wyników oraz oceny dokładności pomiaru jest analogiczny do wyżej opisanego.

Po wykonaniu badań można ocenić energetyczne skutki intensyfikacji procesu wymiany ciepła. W tym celu wprowadza się pojęcie współczynnika energetycznego procesu ϵ zdefiniowanego wzorem

$$\epsilon = \frac{Q}{N} \quad [6-20]$$

gdzie: Q - całkowity strumień wymienionego ciepła, W,
 N - zapotrzebowanie mocy napędowej w procesie, W.

Całkowity strumień wymienionego ciepła oblicza się wg wzoru

$$Q = \dot{m}_p (i_2 - i_1) \quad [6-21]$$

gdzie: i_2 , i_1 - odpowiednio entalpia powietrza za i przed komorą badawczą, J/kg.

7. W n i o s k i końcowe

W pracy wykazano możliwość wykorzystania pola ultradźwiękowego do intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy pomiędzy wodą i powietrzem.

Wyjaśniono przybliżony mechanizm wpływu "przepływowego" i "stojącego" pola ultradźwiękowego na przebieg procesu, przy czym stwierdzono, że korzystne oddziaływanie przepływowego pola ultradźwiękowego polega na zwiększeniu burzliwości ruchu w warstwie przyściennej. Stwierdzono również, że przepływowe pole ultradźwiękowe przeciwdziała stabilizacji warstwy przyściennej, co jest przyczyną zwiększenia intensywności procesu.

Z uwagi na złożoność zjawisk zachodzących w stojącym polu ultradźwiękowym nie udało się uzyskać rozwiązania ogólnych równań warstwy przyściennej; proces ten wymaga badań eksperymentalnych w celu ilościowego określenia wpływu ciśnienia promieniowania dźwięku, wiatru akustycznego i tarcia granicznego na przebieg procesu wymiany ciepła i masy.

Uzyskano natomiast przybliżone rozwiązania uproszczonych równań warstwy przyściennej dla "przepływowego" pola ultradźwiękowego, które stały się podstawą wytycznych badań eksperymentalnych.

8. R é s u m é

W pracy wykonano teoretyczną analizę możliwości wykorzystania pola ultradźwiękowego do intensyfikacji procesów wymiany ciepła i masy. Opracowano przybliżony model fizyczny przebiegu procesu w przepływowym i stojącym polu akustycznym;

model ten stał się podstawą sformułowania odpowiednich równań różniczkowych.

Po wprowadzeniu szeregu założeń upraszczających, które nie zniekształcają istotnego mechanizmu omawianego procesu uzyskano rozwiązanie przybliżonych równań opisujących zjawiska zachodzące w warstwie przyściennej dla procesu wymiany ciepła i masy pomiędzy poziomą powierzchnią wody i strumieniem powietrza w warunkach przepływowego pola ultradźwiękowego. Podstawowe uproszczenie polegało na zastąpieniu wielkości zmiennych w czasie ich wartościami skutecznymi; w rezultacie tego uproszczenia uzyskano proces quasiustalony. Jako miarę oddziaływania pola ultradźwiękowego na proces wymiany ciepła i masy wprowadzono pojęcie pulsacyjnej liczby Reynoldsa, uzyskane równania kryterialne są funkcją tej wielkości i mają postać

$$\frac{d_h}{x} = \sqrt{\frac{2H}{Re_x + Re_{px}}}$$

$$Nu_p = \frac{\sqrt{Re + Re_p}}{k_v(x) \sqrt{2H}}$$

$$\Delta h_p = \frac{\sqrt{Re + Re_p}}{k_u(x) \sqrt{2H}}$$

Wykonana analiza teoretyczna i uzyskane w jej wyniku ilościowe i jakościowe zależności stały się podstawą opracowania wytycznych do badań eksperymentalnych.

9. Porównanie wyników badań procesów wymiany ciepła w polu dźwiękowym z wynikami uzyskanymi na podstawie uogólnionych równań kryterialnych.

9.1. Metodyka porównania.

Wyniki badań eksperymentalnych zestawione w tabl. 4-3 są tak fragmentaryczne, że niemożliwe jest ich opracowanie i podanie w postaci wzorów uogólnionych. W większości przypadków autorzy badań nie podali podstawowych wielkości charakteryzujących proces a pewne wzory zestawione w kolumnie 14 dotyczą wąskiego zakresu częstotliwości, poza którym tracą one sens fizyczny / np. poz. [48]!.

W związku z powyższym w celu przybliżonej weryfikacji wzorów wyprowadzonych na drodze teoretycznej można wykorzystać tylko pewne, bardziej szczegółowe wyniki badań, przy czym podstawowy wzór kryterialny [5-135a] opisujący proces wymiany ciepła należy dla każdego przypadku przekształcić w taki sposób, aby można było wykorzystać wielkości podane w opisie wyników badań eksperymentalnych.

Ponadto większość wyników badań wpływu pola dźwiękowego na przebieg procesów wymiany ciepła podawana jest w odniesieniu do przebiegu tego samego procesu bez wpływu pola dźwiękowego. W związku z tym wzór [5-135a]

$$Nu_{px} = \sqrt{\frac{Re_x}{2H}} \frac{\sqrt{1+a}}{k_{\alpha}(x)}$$

należy odnieść do warunków braku wpływu pola dźwiękowego; wówczas $a = 0$ i wzór [5-135a] przyjmie postać

$$Nu_{0x} = \sqrt{\frac{Re_x}{2H}} \frac{1}{k_{\alpha}(x)} \quad [9-1]$$

Przyjmując, że dla ciśnień akustycznych $p_a < 2000 \text{ N/m}^2$ wartość współczynników H , $k_{\nu}(x)$ oraz współczynnika przewodności cieplnej powietrza λ nie ulega zmianie i dzieląc stronami wyrażenia [5-135a] i [9-1] otrzymuje się po przekształceniach

$$\eta_{\alpha} = \frac{Nu_{px}}{Nu_{ox}} = \frac{\alpha_p}{\alpha_0} = \sqrt{1+a} \quad [9-2]$$

gdzie: η_{α} - stopień intensyfikacji procesu w wyniku oddziaływania pola dźwiękowego

α_p - współczynnik przejmowania ciepła w procesie zachodzącym w warunkach zmiennego ciśnienia akustycznego

α_0 - współczynnik przejmowania ciepła w tym samym procesie, lecz bez wpływu pola akustycznego,

a - stosunek odpowiednich liczb Reynoldsa zgodnie ze wzorem

$$a = \frac{Re_{px}}{Re_{ox}} \quad [9-3]$$

gdzie: Re_{px} - pulsacyjna liczba Reynoldsa,

Re_{ox} - liczba Reynoldsa określona dla prędkości w swobodnym strumieniu czynnika.

Pulsacyjna liczba Reynoldsa określona jest wzorem

$$Re_{px} = \frac{\sqrt{2} \pi f A x}{\nu} \quad [9-4]$$

gdzie: f - częstotliwość fali, Hz

A - amplituda drgań, m

x - charakterystyczny wymiar liniowy, m

ν - kinematyczny współczynnik lepkości, m^2/s .

Natomiast Re_{ox} określa się wg wzoru

$$Re_{ox} = \frac{U_p x}{\nu} \quad [9-5]$$

gdzie: U_p - prędkość przepływu w strumieniu swobodnym, m/s.

Podstawiając wielkości Re_{px} i Re_{ox} do wzoru [9-3] otrzymuje się

$$\alpha = \frac{\sqrt{2} \pi f A}{U_p} \quad [9-6]$$

Aby porównać wyniki badań eksperymentalnych wielkość należy wyrazić jako funkcję natężenia energii fali dźwiękowej I .

Zgodnie ze wzorem [5-19] natężenie energii fali wyrażone jest zależnością

$$I = \frac{1}{2} \rho c A^2 \omega^2 = \frac{1}{2} Z_0 A^2 4\pi^2 f^2 \quad [9-7]$$

gdzie: Z_0 - akustyczna oporność falowa, $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$

Wyznaczając ze wzoru [9-7] wielkość $A \cdot f$

$$A \cdot f = \sqrt{\frac{2I}{Z_0 4\pi^2}}$$

i podstawiając ją do wzoru [9-6] otrzymuje się

$$\alpha = \frac{\sqrt{2} \pi \sqrt{\frac{2I}{Z_0 4\pi^2}}}{U_p} = \frac{1}{U_p} \sqrt{\frac{I}{Z_0}} \quad [9-8]$$

Podstawiając wielkość α wyrażoną wzorem [9-8] do wzoru [9-2] otrzymuje się

$$\eta_\alpha = \sqrt{1 + \frac{1}{U_p^2} \left(\frac{I}{Z_0}\right)^{0,5}} \quad [9-9]$$

Na rysunku 9-1 pokazano wykres zależności [9-9] sporządzony dla $U_p = 1 \text{ m/s}$ i $Z_0 = 426 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$.

Wzór [9-9] można również przekształcić i wyrazić wielkość

η_α jako funkcję skutecznego ciśnienia akustycznego.

Skuteczne ciśnienie akustyczne wyrażone jest wzorem [5-13]

$$P_{sk} = \frac{P}{\sqrt{2}}$$

gdzie: P - amplituda ciśnienia akustycznego, N/m^2 .

Amplitudę ciśnienia akustycznego można określić wg wzoru [5-11]

$$P = V \cdot Z_0$$

gdzie: V - amplituda prędkości falowej, m/s .

Ponieważ zgodnie ze wzorem [5-6]

$$V = 2\pi f A$$

zatem

$$P = 2\pi f A Z_0$$

oraz

$$P_{sk} = \frac{2\pi f A Z_0}{\sqrt{2}} \quad [9-10]$$

Wyznaczając z wyrażenia [9-10] wielkość $f \cdot A$ i podstawiając ją do wzoru [9-7] otrzymuje się po przekształceniach

$$I = \frac{P_{sk}^2}{Z_0} \quad [9-11]$$

Podstawiając wyrażenie [9-11] do wzoru [9-9] otrzymuje się po przekształceniach

$$\eta_d = \sqrt{1 + \frac{1}{u_p} \frac{P_{sk}}{Z_0}} \quad [9-12]$$

Narysunku 9-2 pokazano wykres zależności [9-12] dla $u_p = 1$ m/s i $Z_0 = 426$ $kg/(m^2 \cdot s)$.

Weryfikację wzorów teoretycznych wykonano w ten sposób, że w zależności od rodzaju wielkości fizycznych opisujących eksperyment podstawiono odpowiednio do wzorów [9-9] lub [9-12] i uzyskane wartości porównano z wynikami doświadczeń.

9.2. Porównanie wyników.

9.2.1. Wyniki badań Kubańskiego [41]

Obiekt badań - wymiana ciepła pomiędzy metalowym walcem a powietrzem w warunkach konwekcji wymuszonej

prędkość przepływu powietrza $U_p = 1,45 \div 1,75$ m/s

natężenie energii fali akustycznej $I = 310 \div 3360$ W/m²

częstotliwość $f = 13600$

stopień intensyfikacji procesu $\eta_{\alpha b} = 1,5$

Podstawiając powyższe wartości do wzoru [9-9] otrzymuje się

- dla $U_p = 1,45$ $I = 310$ W/m²

$$\eta_{\alpha} = \sqrt{1 + \frac{1}{1,45} \left(\frac{310}{426} \right)^{0,6}} = 1,26$$

- dla $U_p = 1,75$ m/s $I = 3360$ W/m²

$$\eta_{\alpha} = \sqrt{1 + \frac{1}{1,75} \left(\frac{3360}{426} \right)^{0,6}} = 1,61$$

A zatem stopień intensyfikacji procesu wyniesie średnio

$$\eta_{\alpha} = \frac{1,26 + 1,61}{2} \cong 1,44$$

Wyniki badań Kubanskiego [41] odniesione do prędkości

$U_p = 1,0$ m/s naniesiono na rys. 9-1.

9.2.2. Wyniki badań Lemlicha i Hwu Czang Konga [48].

Obiekt badań - wymiana ciepła przy przepływie powietrza w poziomej rurze przy następujących warunkach

średnica rury $d = 18,8$ mm

liczba Reynoldsa $Re = 560 \div 1500$

częstotliwość $f = 198 \div 256$ Hz

skuteczne ciśnienie akustyczne $p_{sk} = 8,5 \div 211 \text{ N/m}^2$

stopień intensyfikacji procesu $\eta_{db} = 1 + 1,35 \cdot 10^{-8} (p_{sk} \cdot f)^2$

Przyjmuje się wartość $\eta_{db} = 1,2$; wówczas dla $f = 198 \text{ Hz}$ otrzymuje się

$$p_{sk} = 19,5 \text{ N/m}^2$$

Wartości tej odpowiada liczba $Re = 560$; przyjmując $\nu = 16,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ oblicza się prędkość przepływu powietrza

$$U_p = \frac{Re \cdot \nu}{d} = \frac{560 \cdot 16 \cdot 10^{-6}}{18,8 \cdot 10^{-3}} = 0,48 \text{ m/s}$$

Podstawiając do wzoru [9-12] wartości $U_p = 0,48 \text{ m/s}$ i $p_{sk} = 19,5$ otrzymuje się

$$\eta_{db} = \sqrt{1 + \frac{1}{0,48} \frac{19,5}{426}} = 1,05$$

9.2.3. Wyniki badań Wieżłomcewa i Kudriaszewa [88].

Obiekt badań - wymiana ciepła pomiędzy powietrzem a metalowym walcem w warunkach konwekcji naturalnej

prędkość przepływu powietrza $U_p = 0,3 \text{ m/s}$

częstotliwość $f = 50 \text{ Hz}$

amplituda $A = 0 - 3,8 \text{ mm}$

stopień intensyfikacji procesu $\eta_{db} = 2,0 \div 3,0$

Skuteczne ciśnienie akustyczne wynosi

$$p_{sk} = \sqrt{2} \cdot \pi \cdot f \cdot A \cdot Z_0 = \sqrt{2} \cdot \pi \cdot 50 \cdot 3,8 \cdot 10^{-3} \cdot 426 = 360 \text{ N/m}^2$$

$$\eta_{db} = \sqrt{1 + \frac{1}{0,3} \frac{360}{426}} = 1,96$$

Odnosząc tę wartość do prędkości $U_p = 1,0 \text{ m/s}$ (rys. 9-2) otrzymuje się

$$\eta_{db} = \sqrt{1 + \frac{1}{1} \frac{360}{426}} = 1,36$$

9.3. Zestawienie wyników porównań.

Wyniki analizy porównawczej zestawiono w tabl. 9-1.

Tablica 9-1

Lp.	Autorzy badań i pozycja wykazu literatury	Stopień intensyfikacji procesu		Względna różnica wyników $\frac{n_{db} - n_{st}}{n_{db}} \cdot 100\%$ n_{db}
		wg badań n_{db}	wg wzoru [5-135a]	
1.	Kubanskij [41]	1,5	1,44	+ 4,0%
2.	Lemlich; Hwu Czang Kong [48]	1,2	1,05	+ 12,5%
3.	Wieżłomcew, Kudriaszew [88]	2,0 ÷ 3,0	1,96	+2% ÷ +34,6%
4.	John, Baker [32]	2,2	2,39	- 8,5%
5.	Kubanskij [43] (stojące pole akustyczne)	2,0	1,7	15%
6.	Jaszczenko [31]	2,0	1,78	11%

9.4. W n i o s k i.

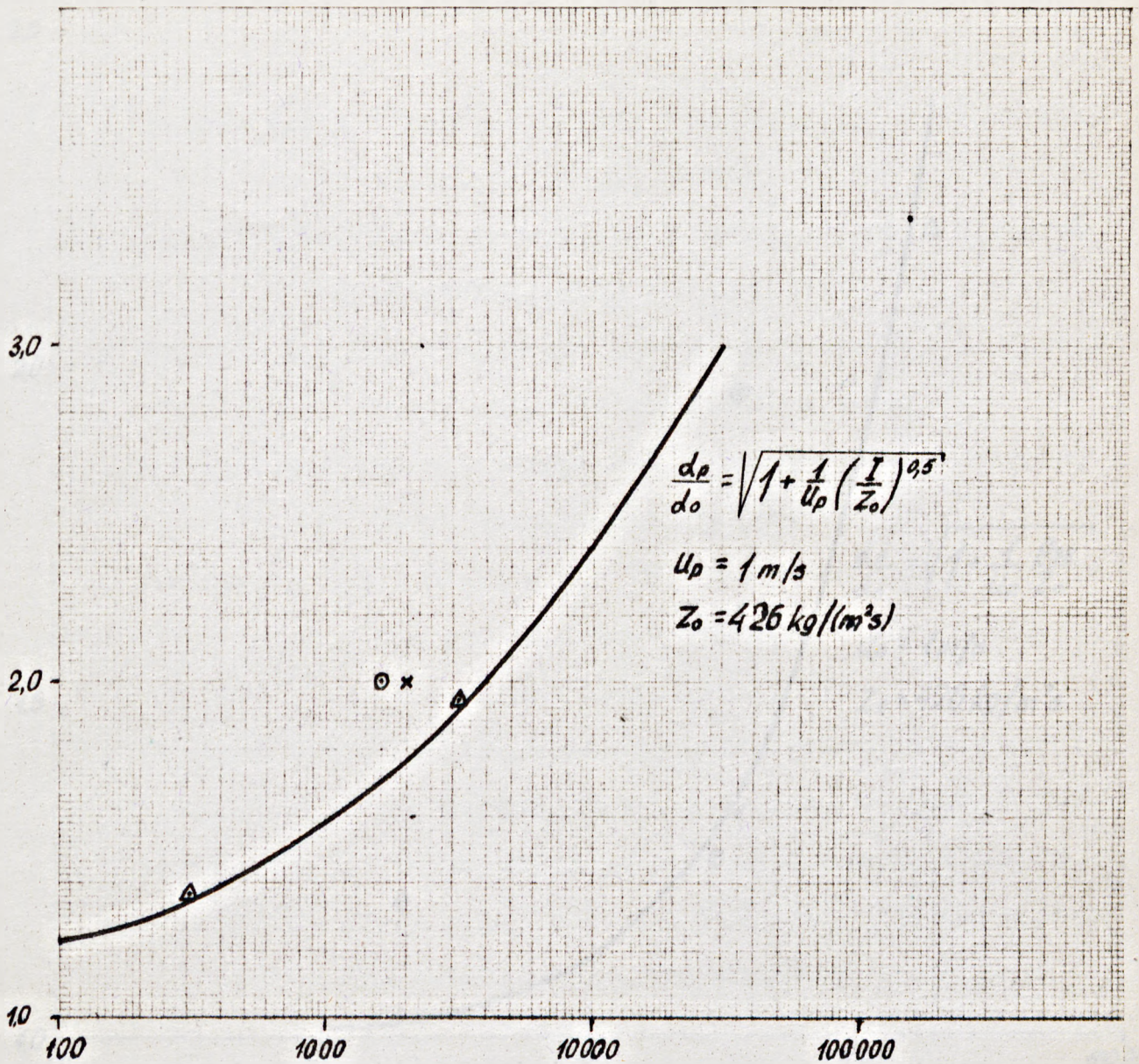
Z wyników porównania zestawionych w tabl. 9-1 oraz z rysunku 9-1 i 9-2 wynika, że pomimo wielu uproszczeń wzór [5-135a] uzyskany na drodze teoretycznej został potwierdzony wynikami badań przy czym średnia różnica wyników nie przekracza $\pm 10\%$. Wyjątek stanowi pozycja 5, która dotyczy stojącego pola akustycznego oraz pozycja 3 w której autorzy podali bardzo szeroki zakres zmienności stopnia intensyfikacji procesu.

Z powodu niewielkiej liczby oraz ograniczonego zakresu badań porównanie wykonano dla częstotliwości odpowiadającej audiodźwiękom i dolnej granicy ultradźwięków.

Ponadto porównanie wykonano jedynie dla procesów wymiany ciepła, ponieważ procesy wymiany masy nie były dotychczas badane.

Wyniki zestawione w tablicy 9-1 należy traktować orientacyjnie, gdyż potwierdzeniem słuszności przyjętych założeń oraz poczynionych uproszczeń może być tylko eksperyment.

Stożek intensyfikacji procesu $d\rho/d\rho_0$



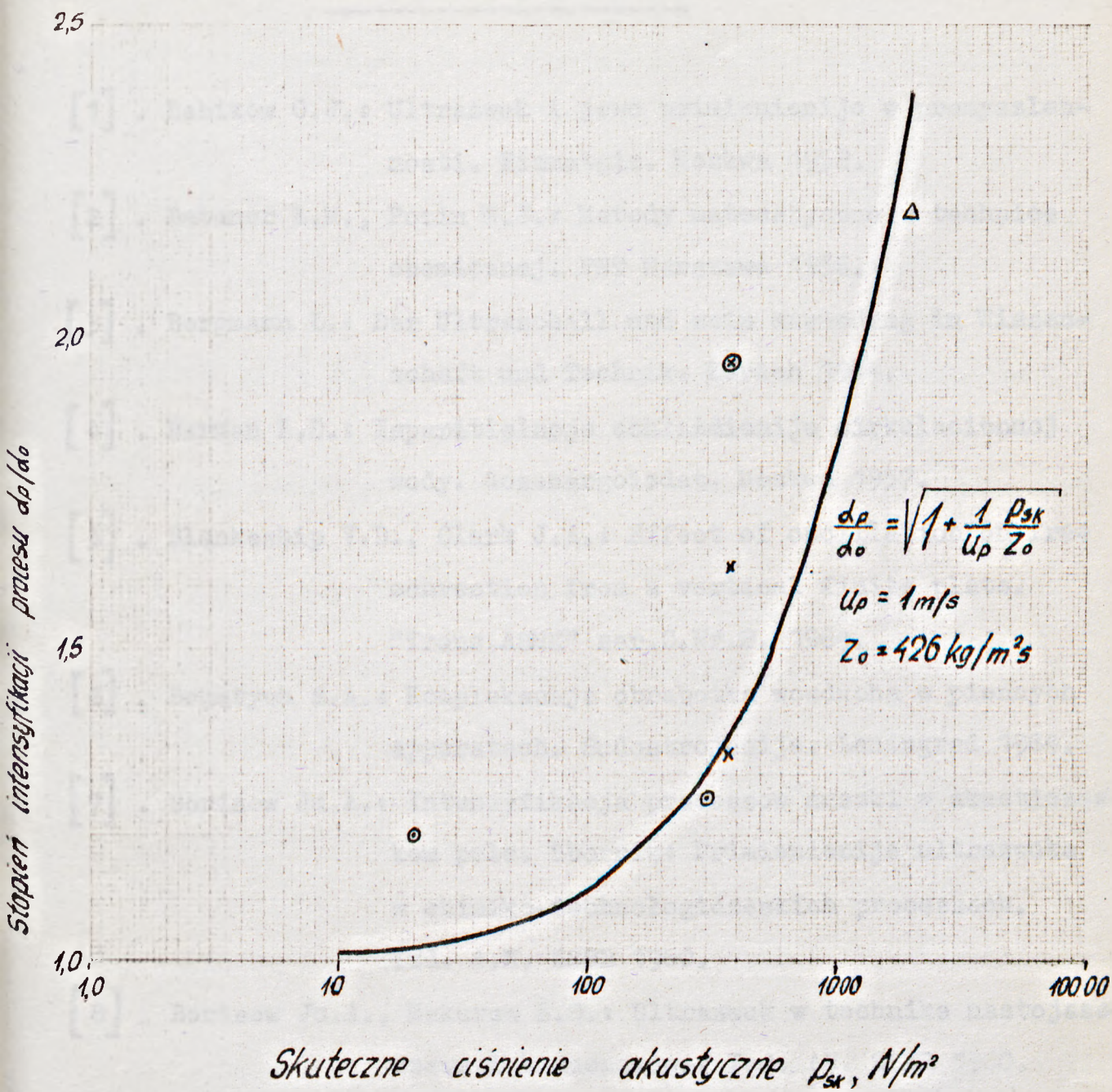
Natężenie energii fali dźwiękowej $I, \text{W/m}^2$

Δ - Kubanskij [41] - $f = 13000 \text{ Hz}$

⊙ - Kubanskij [43] - $f = 3000 \text{ Hz}$ (fala stojąca)

x - Jaszczenko [31]

Rys. 9-1



Δ - John, Baker [32]

\odot - Lemlich, Hwu Czang Kong [48]

\otimes - Więżłomcew, Kudriaszew [88] - dla $u_p = 0,3 \text{ m/s}$

\times - Więżłomcew, Kudriaszew [88] - dla $u_p = 1,0 \text{ m/s}$

Rys. 9-2

B i b l i o g r a f i a

- [1] . Babikow O.J.: Ultrazwuk i jowo primienienije w promyszlenosti. Fizmatgiz. Moskwa 1958.
- [2] . Batuner L.M., Pozin M.J.: Metody matematyczne w technice chemicznej. PWT Warszawa 1956.
- [3] . Bergmann L.: Der Ultraschall und sein anwendung in Wissenschaft und Technik. Zürich 1954.
- [4] . Berman L.D.: Isparitielnoje ochładzienije cirkulacionnoj wody. Gosenergoizdat. Moskwa 1957.
- [5] . Blankeship V.D., Clark J.A.: Effect of oscillation on free convection from a vertical finite plate. "Trans.ASME" ser.C.Nr.2. 1964.
- [6] . Bogatych S.A.: Kompleksnaja obrabotka wozducha w piennyh apparatach. Sudostrojenije. Leningrad 1964.
- [7] . Borisow Ju.A.: Intensyfikacja processow suszki w akusticzeskom pole. Sbornik: Primienienije ultrazwuka w chimiko-technologiczeskich processach. Izd. A.N. ZSRR 1960.
- [8] . Borisow Ju.A., Makarow L.O.: Ultrazwuk w technike nastojaszczewo i buduszczewo. Izd. AN. ZSRR 1960.
- [9] . Boucher R.M.G.: Ultrasonics in processing. Chem.Engng.68. 1961.
- [10] . Blum E.J., Zake M.W., Iwanow U.J., Michajłow Ju.A.: Tieplo-massoobmen w elektromagnitnom pole. Izd. Zinatne. Riga 1967.
- [11] . Czuchanow Z.F.: Intensyfikacja konwektywnowo tieploobmienu iskustwiennoj turbulizacijojej pogranicznowo słoja. D.A.N. ZSRR. t.VIII. Nr.1. 1947.
- [12] . Czuchanow Z.F.: Ohszczij princip intensyfikacijoje konwektywnowo podwoda tiepla i wieszczestwa. D.A.N. ZSRR. T. VI.Nr.3. 1947.

- [13] . Czuchanow Z.F.: Wysokoskorostnyj mietod intensyfikacji konwektywnowo pierenosa tiepla i wieszczestwa. Izd. A.N. ZSRR. Nr.10. 1947.
- [14] . Czuchanow Z.F.: Effektivnost konwektywnowo tieploobmiena pri razlicznych gidrodinamiczeskich reżimach. D.A.N. ZSRR. t. 53. Nr. 9. 1946.
- [15] . De Groot S.R.: Tiermodinamika nieobratimych processow. Gostiechizdat. Moskwa. 1956.
- [16] . Doraiswamy L.K., Patel N.B.: Journ. Sci and Industr. Res. Nr.11. 1959.
- [17] . Eckert E.: Einführung in den Wärme- und Stoffaustausch. Springer-Verlag. Berlin-Heidelberg-New York. 1966.
- [18] . Elperin J.T.: Inżynierno Fiziczeskij Żurnał Nr.3 i 6. 1963.
- [19] . Fand R.M., Kaye J.: The influence of sound and free convection from a horizontal cylinder. Trans. ASME. Nr.4. 1957.
- [20] . Ferencowicz J., Jędrzejkowski K., Pełech Al.: Zagadnienie intensyfikacji procesów w komorach o powierzchniach zraszanych. C.O.W. Nr.6 i 7. 1971.
- [21] . Gierszgał D.A., Fridman W.M.: Ultrazwokowaja aparatura. Gosenergoizdat. Moskwa 1961.
- [22] . Greguss Y.: Dring by air born ultrasonics. Ultrasonics News. 5. 1961.
- [23] . Gospodarka paliwami i energią. WCT. Nr. 10. 1970. Nr. 11. 1971.
- [24] . Gröber H., Erk S., Grigull M.: Die Grundgesetze der Wärmeübertragung. Springer Verlag. Berlin-Goettingen-Heidelberg 1955.

- [25] . Guchman A.A.: Niekotoryje woprosy processow konwektywowo tieploobmiena wysokoj intensywnosti.
Z.T.F. t. XXIII. Nr. 6. 1953.
- [26] . Guchman A.A.: Fiziczeskije osnovy tieploperedaczi.
Energoizdat. Moskwa 1934.
- [27] . Harbaum K.L., Houghton G.: J. Appl. Chem. 12 Nr. 5. 1962.
- [28] . Harbaum K.L., Houghton G.: Chem. Eng. Science 13. Nr. 2. 1968.
- [29] . Hobler T.: Ruch ciepła i wymienniki. PWT. Warszawa 1959.
- [30] . Jakob M.: Woprosy tieploperedaczi. Izd. Innostrannoj literatury. Moskwa 1960.
- [31] . Jaszczenko Ja. W.: Issledowanije wlijanija wobraciji zwukowej czastoty na intensywnost tieploobmiena w wiaskach sredach. W.K.P.J. Nr.1. 1967.
- [32] . John, Baker : Bull. ASME seria C Nr.3, 110. 1963.
- [33] . Kliaczko L.S.: Tieploobmien i tieplomassoobmien pri sownestnom dejstwiji wynuzdennoj i swobodnoj konwekciji w zadaczach promyszlennoj wientilaciji. NTO Stroitelnoj industrii. Moskwa 1960.
- [34] . Kokorin O.Ja.: Ustanowki kondicionirowanija wozducha. Maszinostrojenije. Moskwa 1970.
- [35] . Kokorin O.Ja.: Isparitielnoje ochlazhdenije dlja cielej kondicionirowanija wozducha. Strojizdat. Moskwa 1965.
- [36] . Kremniew O.A., Borowski W.R.; Dolinski A.A.: Skorostnaja suszka. Kijów 1963.
- [37] . Kremniew O.A.; Satanowski A.L.: Wozduszno-wodoisparitielnoje ochlazhdenije oborudowanija. Masinostrojenije. Moskwa 1967.

- [38] . Kosterin S.J., Kożinow J.A., Leontiew A.J.: Tiepłoenegietika. Nr. 3. 1959.
- [39] . Kubanskij P.N.: Intensyfikacija tiepłoozmiena akusticeskimi teczenijami pri wynużdennoj konwekciji. Akusticzeskij Żurnał. Nr.1. 1962.
- [40] . Kubanskij P.N.: Intensyfikacija tiepłoozmiena ultrazwukom. Tiepłoenegietika. Nr.11. 1962.
- [41] . Kubanskij P.N.: Wlijanije akusticzeskich wołn na pogramicznij słoj. Z.T.F. t.XXII. Nr.4. 1952.
- [42] . Kubanskij P.N.: Wlijanije akusticzeskich teczenij na proces konwektiwnowo tiepłoozmiena. Akusticzeskij Żurnał. t.5. 1959.
- [43] . Kubanskij P.N.: Tieczeniije u nagretowo tieła w stojaczej akusticzeskoj wołnie. Z.T.F. t.XXII. Nr.4. 1952.
- [44] . Kubasiewicz A.: Absorbery barbotażowe z mieszadłem. Nowa technika. Zeszyt 85. WNT.Warszawa 1969.
- [45] . Kutateladze S.S.: Osnowy tieoriji tiepłoozmiena. Maszgiz. Moskwa 1962.
- [46] . Ladyżenskij R.M.: Kondicionirowanije wozducha. Piszczepromizdat. Moskwa 1957.
- [47] . Lemlich R.: Effect of Vibration on natural convection heat transfer."Industrial and Engineering Chemistry" v. 47. Nr.6. 1955.
- [48] . Lemlich R., Hwu Chung Kong: The effect of acoustic vibration on forced convective heat transfer. A.J.Ch.E. Journal v.7. Nr.1. 1961.
- [49] . Lemlich R.: Chem. Engin. Nr.10. 1961.
- [50] . Linke W., Hufschmidt W.: Chem. Ing. Technik Nr.3. 1958.

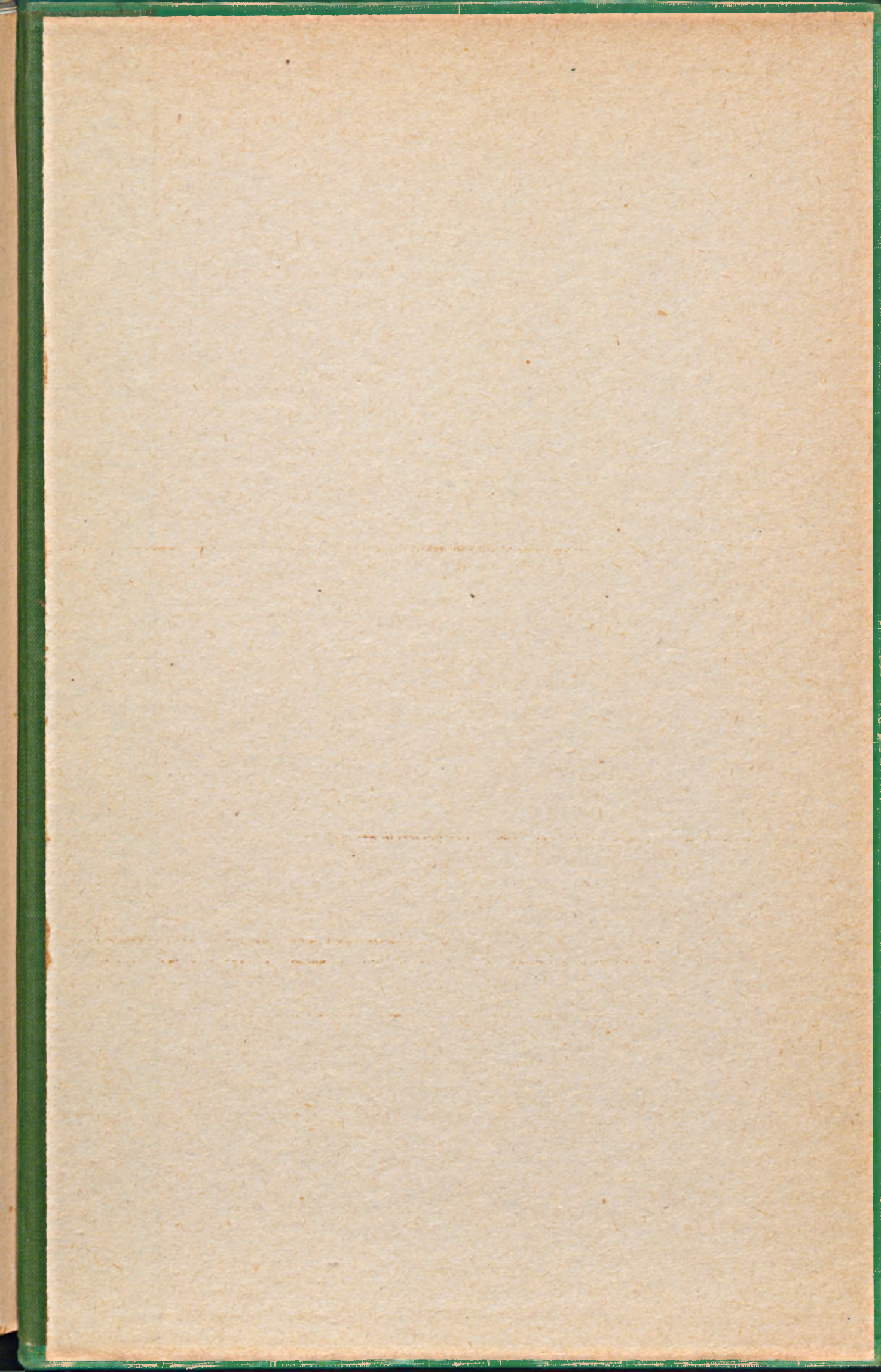
- [51] . Lykow M.W., Leonczik B.J.: Raspylitielnyje suszilki. Maszynostrojenije. Moskwa 1966.
- [52] . Lykow M.W., Michajłow Ju.A.: Tieorija tiepło- i masso-obmiena. Gosenergoizdat. Moskwa 1963.
- [53] . Maszkowa T.J.: Akusticzeskaja suszka materiałow. Sbornik "Primienienije ultrazwuka w chimiko-tiechnologiczeskich processach" Izd. A.N. ZSRR. 1960.
- [54] . Matauschek J.: Technika ultradźwięków. WNT. Warszawa 1961.
- [55] . Mączewski-Rowiński B.: Ultradźwięki w przemyśle. J.W. CRRZ. Warszawa 1972.
- [56] . Miednikow E.D.: Akusticzeskaja koagulacija i osażdenije aerozolej. Izd. A.N. ZSRR. Moskwa 1963.
- [57] . Muter T., Bold M.: Sonics Techniques for the use of sound and ultrasound in engineering and science. New York 1955.
- [58] . Niestierenko A.W.: Osnowy tiermodinamiczeskich rasczetow wientilacji i kondicionirowanija wozducha. Wysszaja szkoła. Moskwa 1971.
- [59] . Nowikow P.A., Smolskij B.M.: O miechanizmie tiepło- i masso-obmiena pri wibracijach sublimirujewo tieła w usłowijach swobodnoj konwiekciji w razreżennoj gazowej sriede. Sb. Woprosy niestacionarnowo pierenosa tiepła i massy. Mińsk 1965.
- [60] . Ornatskij A.P., Szczerbakow W.K.: Tiepłoenergetika Nr.1. 1951.
- [61] . Parnas A., Zabrodskij S.S.: Dwiżenije i tiepłobmien czastic w woschodjaszczem pulsirujuszczem potokie gaza. Sb. Tiepło i massoobmien w dispennych sistemach. Mińsk 1965.

- [62] . Parnas A.L.: Niekotoryje osobiennosti dviženija i tieplo-obmiena czastic w pulsirujuszczem gazowem potokie. Sbornik. Issledowanije tiepla i masso-obmiena w tiechnologiczeskich processach i apparatach. Mińsk 1966.
- [63] . Pietrowski J.W., Fastowski W.G.: Współczesne wysokosprawne wymienniki ciepła. WNT Warszawa, 1964.
- [64] . Praca zbiorowa: Woprosy intensyfikacji perenosa tiepla i massy w suszylnych i tiermiczeskich processach. Izd. A.N. BSRR. Mińsk 1967.
- [65] . Praca zbiorowa: Problema pogranicznowo słoja i woprosy tiełopieredaczi. Gosenergoizdat. Moskwa 1960.
- [66] . Praca zbiorowa: Poradnik inżyniera. Matematyka. WNT. Warszawa 1971.
- [67] . Praca zbiorowa: Sowremiennyje problemy tieploobmiena. Izd. Energija. Moskwa 1966.
- [68] . Praca zbiorowa: Tieplo i massopierenos. Izd. A.N. BSRR. Mińsk 1963.
- [69] . Praca zbiorowa: Tieplo i massoobmien w chmicznej tiechnologii. Izd. A.N. BSRR. Kijów 1968.
- [70] . Praca zbiorowa: Advances in heat transfer. Vol. 4. Academic Press, New York-London 1967.
- [71] . Prandtl L.: Dynamika przepływów. PWT, Warszawa 1956.
- [72] . Robinson G.C., Mc Cluse C.M., Hendricks R.Jr.: Amer. Ceram Soc. Bull. Nr. 9. 1958.
- [73] . Rozenberg A.: Primienienije ultrazwuka. Izd. A.N. ZSRR. Moskwa 1957.
- [74] . Scanlan T.A.: Effects of normal surface vibration on lamina forced convective heat transfer. Industr. and Engin. Chem. v. 50 Nr.10.1958.

- [75] . Siemens-Schuckert-Werke A.G. Berlin, Erlangen (Erf.P.Werke)
Verfahren und Einrichtung zum Austreiben von Flüssigkeit aus Stoffbalmen z B. Papier- oder Textilbalmen, mit Ultraschall. Deutsche Patentanmeldung, 55 d, 31/01, 26,363 (1951).
- [76] . Spangemacher K.: Breunstoff- Wärme- Kraft Nr. 10. 1958.
- [77] . Spengler G.: Vom Wessen und Nutzen des Ultraschalles.
Radio und Fernsehen. 1956.
- [78] . Spengler G.: Physikalische Voraussetzungen und Messmöglichkeiten bei der Beschallung biologischer Objekte.
Vortrag a.d.l. Tagung der US-Arb-Gem. Biologie in Hohenthurm. Halle. 1951.
- [79] . Spengler G.: Ultraschalleistungsmessung nach dem Araometerverfahren. Monachium 1956.
- [80] . Staniszewski B.: Wymiana ciepła. PWN. Warszawa 1963.
- [81] . Stadnik B.N., Kazanskij M.F.: Wlijanije zwuka na intensywnost suszki kapilarnoporistych tiek. Sbornik.
Issledowanije tieplo i massoobmiena w tiechnologiczeskich processach i apparatach. Mińsk 1966.
- [82] . Szlichting G.: Tieorija pogranicznowo słoja.
Izd. Innostrannoj literatury. Moskwa 1956.
- [83] . Targ S.M.: Osnownyje zadaczi tieoriji laminarnych teczenij.
G.J.T.T.L. Moskwa 1951.
- [84] . Tretiakow A.P., Czen Hua-Din.: "Tieploenergetika"
Nr. 11. 1959.
- [85] . Uczastkin P.W.: Ocenka forsunocznoj kamiery kak tieploobmiennowo apparata. Sbornik. Naucznyje raboty instytutow ochrany truda WCSPS. wyp. 5 (37).
Moskwa 1965.

- [86] . Walker S.T., Adams S.E.: Thermal effects of acoustic streaming near cylindrical obstacle.
J. Aconst, Soc. Amer. Nr. 6, 1959.
- [87] . West F.B., Taylor A.T.: "Chem. Enging. Progr." Nr.1.1952.
- [88] . Wieszłomcew K.A., Kudriaszew Ch.J.: Issledowanije wlijanija zwukowych kolebanij sredy na tieplo-pieredaczu cilindra w usłowijach swobodnowo dwiżenija.
Tr. N.K.J. wyp.XIX. 1959.
- [89] . Žukauskas A., Szłanczauskas A., Jaromis E.: Trudy A.N. Litewskoj SRR, seria B 3 (23). 1960.
- [90] . Zusmanowicz Ł.M.: Orositielnyje kamery ustanowok iskusstwiennowo klimata. Masinostrojenije. Moskwa 1967.







R

1798