

OKREŚLENIE GĘSTOŚCI STRUMIENIA CIEPŁA NA PODSTAWIE POMIARÓW
NIEUSTALONEJ TEMPERATURY JEDNOSTRONNIE OGRZEWANEJ PŁYTKI
PŁASKIEJ

STEFAN WIŚNIEWSKI (WARSZAWA)

Streszczenie

W pracy podano analityczne metody określania gęstości strumienia ciepła na podstawie pomiarów nieustalanej temperatury powierzchni przejmującej ciepło płytki płaskiej w warunkach gdy pozostałe jej powierzchnie są adiabatyczne. Szczególnie proste jest określenie stałej wartości gęstości strumienia ciepła lub stałego współczynnika przejmowania ciepła, w przypadku, gdy pomiary temperatur wykonywane są w dowolnym punkcie płytki czujnika zaproponowano metodę opartą na analogowym modelu Libmanna.

Ważniejsze oznaczenia

- a — współczynnik wyrównywania temperatury,
- c — ciepło właściwe,
- q_s — gęstość strumienia ciepła na powierzchni płytki czujnika,
- t — temperatura płytki czujnika,
- t_0 — temperatura początkowa płytki czujnika,
- t_p — temperatura płynu,
- t_s — temperatura powierzchni płytki ogrzewanej przez płyn,
- α — współczynnik przejmowania ciepła,
- δ — grubość płytki czujnika,
- ϑ — nadwyżka temperatury płynu nad temperaturą płytki czujnika,
- Θ — bezwymiarowa nadwyżka temperatury,
- λ — współczynnik przewodzenia ciepła,
- ρ — gęstość,
- τ — czas,
- ω — prędkość kąтова.

1. Wstęp

Zagadnienia odwrotne przewodzenia ciepła polegają na określaniu warunków brzegowych wymiany ciepła na powierzchni ciała stałego (temperatury powierzchni, gęstości strumienia ciepła na powierzchni zewnętrznej, współczynnika przejmowania ciepła) ze

znanych temperatur w niektórych punktach ciała oraz przy znanym równaniu różniczkowym przewodzenia ciepła i znanych własnościach termofizycznych materiału ciała.

Chociaż danym warunkom brzegowym odpowiada tylko jedno rozwiązanie równania różniczkowego przewodzenia ciepła, to takie samo pole temperatur może być również otrzymane przy innych równoważnych warunkach brzegowych wytwarzających na powierzchni płytki taką samą gęstość strumienia ciepła

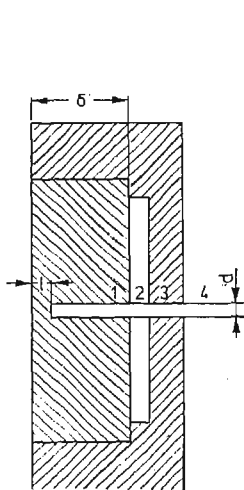
$$(1) \quad q_s(\tau) = \alpha(\tau)[t_p(\tau) - t_s(\tau)].$$

Na podstawie znanych wartości zmiany w czasie τ temperatury płynu t_p i temperatury powierzchni płytki stykającej się z płynem t_s , przy znanej gęstości strumienia ciepła na tej powierzchni q_s , można obliczyć współczynnik przyjmowania ciepła α . Zmienną w czasie gęstość strumienia ciepła na powierzchni płytki stykającej się z płynem można obliczyć z wyników pomiaru zmiany w czasie temperatury tej powierzchni.

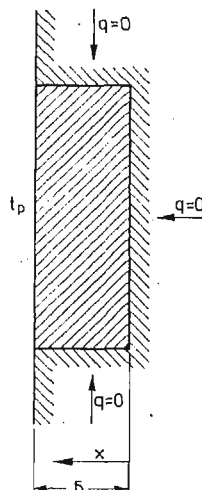
Problem określania gęstości strumienia ciepła na podstawie pomiarów temperatury zewnętrznej powierzchni ciała półnieskończonego opracował Giedt [1]. Metoda jego jest bardzo dogodna przy występowaniu szybkich zmian temperatury na powierzchni grubej ścianki. W innych przypadkach do określania gęstości przyjmowanego strumienia ciepła może być dogodnie zastosować czujnik w postaci płaskiej płytki z jednej strony ogrzewanej przez płyn a z pozostałych stron cieplnie izolowanej.

2. Obliczanie gęstości strumienia ciepła na podstawie pomiaru temperatury powierzchni płytki stykającej się z płynem

Do pomiaru gęstości przyjmowanego strumienia ciepła można zastosować czujnik w postaci płaskiej płytki o niezbyt dużej grubości δ , izolowanej cieplnie na wszystkich powierzchniach nie stykających się z płynem (rys. 1). Dobrą izolację cieplną tworzy nie-



Rys. 1. Schemat czujnika: 1 — płytka czujnika, 2 — szczelina wypełniona powietrzem, warstwa izolacyjna, 4 — termoelement



Rys. 2. Schemat wymiany ciepła w płytce czujnika

ruchoma warstewka powietrza zawarta między powierzchnią płytki czujnika a warstwą materiału izolacyjnego. Rozmiary płytki czujnika oraz kształty w kierunku prostopadłym do płaszczyzny rysunku należy dostosować do konkretnych warunków eksperymentu, szczególnie dbając o zachowanie założonego w rozumowaniach teoretycznych jednowymiarowego pola temperatur.

W początkowym okresie wymiany ciepła, zmiany temperatur nie występują na całej grubości płytki czujnika. W tym przypadku gęstość przejmowanego strumienia ciepła określa się tak jak dla ciała półnieskończonego [1]

$$(2) \quad q_s(\tau) = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi a}} \int_0^{\tau} \frac{dt_s}{d\tau'} \frac{d\tau'}{\sqrt{\tau - \tau'}},$$

gdzie λ oraz a są współczynnikami przewodzenia ciepła oraz wyrównywania temperatury materiału płytki czujnika.

Ponieważ przy eksperymentalnym określaniu pochodnej $\frac{dt_s}{d\tau}$ pojawiają się stosunkowo duże błędy dogodnie jest przekształcić wzór (2) całkując przez części a wtedy otrzymuje się

$$(3) \quad q_s(\tau) = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi a}} \left[\frac{t_s(\tau)}{\sqrt{\tau}} + \frac{1}{2} \int_0^{\tau} \frac{t_s(\tau) - t_s(\tau')}{(\tau - \tau')^{1.5}} d\tau' \right].$$

W przypadku gdy liczba Biota

$$(4) \quad Bi = \frac{\alpha \delta}{\lambda} < 0,5,$$

można przyjąć, że płytka czujnika ma w danej chwili jednakową temperaturę w każdym punkcie a wtedy chwilowa gęstość przejmowanego strumienia ciepła wynosi

$$(5) \quad q_s(\tau) = \delta \rho c \frac{dt}{d\tau},$$

gdzie ρ oraz c są to gęstość oraz ciepło właściwe materiału płytki czujnika.

W przypadku gdy współczynnik przejmowania ciepła jest stały może być obliczony prosto na podstawie teorii uporządkowanej wymiany ciepła, jeżeli stała jest temperatura płynu t_p , według wzoru

$$(6) \quad \alpha = \delta \rho c \frac{\ln \vartheta_1 - \ln \vartheta_2}{\tau_2 - \tau_1},$$

gdzie wprowadzono nadwyżkę temperatury płynu nad temperaturą płytki

$$(7) \quad \vartheta = t_p - t.$$

W ogólnym przypadku pole temperatur w rozpatrywanej płytce czujnika (rys. 2), wykonanej z materiału o stałym współczynniku wyrównywania temperatury a , opisywane jest przez równanie różniczkowe

$$(8) \quad \frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \quad 0 \leq x \leq \delta,$$

z warunkiem początkowym

$$(9) \quad t(x, 0) = t_0(x) \quad \text{dla} \quad \tau = 0,$$

oraz warunkami brzegowymi

$$(10) \quad \frac{\partial t(0, \tau)}{\partial x} = 0 \quad \text{dla} \quad x = 0,$$

$$(11) \quad t(\delta, \tau) = t_s(\tau) \quad \text{dla} \quad x = \delta,$$

Rozwiązanie powyższego problemu ma postać [2]

$$(12) \quad t(x, \tau) = \frac{2}{\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\mu_n^2 \frac{a}{\delta^2} \tau\right) \cos\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right) \left[(-1)^n \mu_n \frac{a}{\delta} \int_0^{\tau} \exp\left(\mu_n^2 \frac{a}{\delta^2} \tau'\right) \times \right. \\ \left. \times t_s(\tau') d\tau' + \int_0^{\delta} t_0(x') \cos\left(\mu_n \frac{x'}{\delta}\right) dx' \right],$$

gdzie

$$(13) \quad \mu_n = (2n+1) \frac{\pi}{2} \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Najczęściej rozpoczyna się pomiary od równomiernego rozkładu temperatury w płytce czujnika $t_0 = \text{const}$ a wtedy rozkład temperatury w niej określony jest przez równanie

$$(14) \quad t(x, \tau) = \frac{2}{\delta} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \exp\left(-\mu_n^2 \frac{a}{\delta^2} \tau\right) \cos\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right) \left[\mu_n \frac{a}{\delta} \int_0^{\tau} \exp\left(\mu_n^2 \frac{a}{\delta^2} \tau'\right) \times \right. \\ \left. \times t_s(\tau') d\tau' + \frac{t_0 \delta}{\mu_n} \right].$$

Wielkością mierzoną jest temperatura zewnętrznej powierzchni płytki $t_s(\tau')$ natomiast wielkością obliczaną jest gęstość strumienia ciepła $q_s(\tau)$ na powierzchni $q = \delta$. Ponieważ ciepło jest dostarczane tylko przez jedną powierzchnię płytki więc jest w całości zużywane na przyrost jej pojemności cieplnej. Gęstość strumienia ciepła przejmowanego przez płytkę można więc obliczyć jako

$$(15) \quad q_s(\tau) = \int_0^{\delta} \rho c \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \partial x = \\ = \frac{2\lambda}{\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ t_s(\tau) - \gamma_n \int_0^{\tau} \exp[-\gamma_n(\tau - \tau')] t_s(\tau') d\tau' - t_0 \exp(-\gamma_n \tau) \right\},$$

gdzie wprowadzono oznaczenie

$$(16) \quad \gamma_n = \frac{\mu_n^2 a}{\delta^2} = \frac{(2n+1)^2 \pi^2 a}{4\delta^2} \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

W warunkach nieuporządkowanej wymiany ciepła można niekiedy aproksymować zmianę temperatury powierzchni płytki zależnością paraboliczną

$$(17) \quad t_s(\tau') = t_0 + a_1 \tau' + a_2 \tau'^2,$$

a wtedy

$$(18) \quad q_s(\tau) = \frac{2\lambda}{\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{a_1 \gamma_n - 2a_2}{\gamma_n^2} [1 - \exp(-\gamma_n \tau)] + \frac{2a_2 \tau}{\gamma_n} \right\}.$$

Gdy $\gamma_n > 20$ można pominąć dalsze wyrazy we wzorze.

W warunkach uporządkowanej wymiany ciepła zmiana temperatury ogrzewanej powierzchni płytki może być przedstawiona w postaci zależności eksponencjalnej

$$(19) \quad t_s(\tau') = b_0 + b_1 \exp(-b_2 \tau'),$$

a wtedy równanie (15) przybiera postać

$$(20) \quad q_s(\tau) = \frac{2\lambda b_1}{\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \left(1 - \frac{\gamma_n}{\gamma_n b_2} \right) [\exp(-b_2 \tau) - \exp(-\gamma_n \tau)].$$

Dla okresowej zmiany temperatury powierzchni płytki

$$(21) \quad t_s(\tau') = t_0 + \vartheta_{sm} \cos \omega \tau',$$

otrzymuje się

$$(22) \quad q_s(\tau) = \frac{2\lambda}{\delta} \vartheta_{sm} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\cos \omega \tau - \frac{\gamma_n}{\gamma_n^2 + \omega^2} (\gamma_n \cos \omega \tau + \omega \sin \omega \tau - \gamma_n \exp(-\gamma_n \tau)) \right].$$

W tym przypadku konieczny jest jedynie pomiar amplitudy temperatury ϑ_{sm} na powierzchni płytki.

Jeżeli pulsacje temperatury nie dochodzą do powierzchni adiabatycznej płytki, należy posługiwać się wzorem słusznym dla ciała półnieskończonego [3]

$$(23) \quad q_s(\tau) = \lambda \vartheta_{sm} \sqrt{\frac{\omega}{2a}} (\cos \omega \tau - \sin \omega \tau) = \lambda \vartheta_{sm} \sqrt{\frac{\omega}{a}} \cos \left(\omega \tau + \frac{\pi}{4} \right).$$

Pomiar temperatury powierzchni ciała stałego od strony wewnętrznej jest dość skomplikowanym problemem. Zainstalowanie czujnika temperatury wytwarza zaburzenie pola temperatury w postaci lokalnego wzrostu temperatury powierzchni wywołanego obecnością czujnika temperatury o znacznie niższym współczynniku przewodzenia ciepła niż materiał płytki. Efekt ten badali Masters i Stein [4] a następnie Beck i Hurwicz [9]. Jak wynika z tych badań błąd pomiaru temperatury powierzchni jest równy w przybliżeniu zero gdy stosunek promienia r otworu na czujnik temperatury do odległości l dna otworu od powierzchni zewnętrznej płytki wynosi

$$(24) \quad \frac{r}{l} = 1,1 \frac{\lambda}{\lambda - \lambda_c},$$

gdzie:

λ — współczynnik przewodzenia ciepła materiału płytki,

λ_c — współczynnik przewodzenia ciepła materiału czujnika temperatury.

3. Określenie stałej wartości gęstości strumienia ciepła

Jeżeli na powierzchni płytki płaskiej otoczonej płynem ($x = \delta$) występuje stały warunek brzegowy drugiego rodzaju ($q_s = \text{const}$), a na równoległej do niej powierzchni ($x = 0$) warunek brzegowy drugiego rodzaju jest równy zeru ($q = 0; \left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_{x=0} = 0$), to przy równomiernej temperaturze początkowej ($t_0 = \text{const}$) otrzymuje się w płycie pole temperatur odpowiadające symetrycznej połowie pola temperatur w nieograniczonej płycie płaskiej (zawartej w granicach $-\delta \leq x \leq \delta$) przy stałym warunku brzegowym drugiego rodzaju, jednakowym na obydwu powierzchniach [6]

$$(25) \quad t(x, \tau) = t_0 + q_s \frac{\delta}{\lambda} \left[\frac{a\tau}{\delta^2} - \frac{\delta^2 - 3x^2}{6\delta^2} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{2}{\mu_n^2} \cos\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right) \exp(-\mu_n^2 \text{Fo}) \right],$$

gdzie

$$(26) \quad \mu_n = n\pi \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Przy wartościach liczby Fouriera $\text{Fo} = \frac{a\tau}{\delta^2} \geq 0,5$ błąd wynikający z uwzględnienia tylko pierwszego wyrazu szeregu nie przekracza 0,5% a wtedy można posługiwać się równaniem

$$(27) \quad t(x, \tau) = t_0 + q_s \frac{\delta}{\lambda} \left(\frac{a\tau}{\delta^2} - \frac{\delta^2 - 3x^2}{6\delta^2} \right).$$

Obliczenie gęstości strumienia ciepła upraszcza się gdy temperatura jest mierzona w punkcie, w którym temperatura jest równa średniej temperaturze płytki czujnika, co wiąże się z warunkiem

$$\delta^2 - 3\bar{x}^2 = 0,$$

czyli

$$(28) \quad \bar{x} = \frac{\sqrt{3}}{3} \delta = 0,577\delta.$$

W tym przypadku można gęstość strumienia przyjmowanego ciepła obliczać na podstawie wzoru

$$(29) \quad q_s = [t(\bar{x}, \tau + \Delta\tau) - t(\bar{x}, \tau)] \frac{\partial q_c}{\Delta\tau}.$$

4. Określenie stałej wartości współczynnika przyjmowania ciepła

W wielu przypadkach występuje stały warunek brzegowy przyjmowania ciepła polegający na stałości temperatury płynu $t_p = \text{const}$ oraz stałości współczynnika przyjmowania ciepła $\alpha = \text{const}$. Z tej przyczyny zostanie obecnie rozpatrzone nieustalone pole temperatur w płycie czujnika gęstości strumienia ciepła przy stałym warunku brzegowym trzeciego

rodzaju od strony otoczonej płynem ($x = \delta$) oraz równym zeru warunkiem brzegowym drugiego rodzaju ($q = 0; \left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_{x=0} = 0$) na powierzchni izolowanej cieplnie ($x = 0$). Takie pole temperatur odpowiada symetrycznej połowie pola temperatur w nieograniczonej płycie płaskiej zawartej w granicach $-\delta \leq x \leq \delta$ o równomiernej temperaturze początkowej $t_0 = \text{const}$ i przy stałych oraz jednakowych warunkach brzegowych trzeciego rodzaju na obydwu powierzchniach [6]

$$(30) \quad \Theta = \frac{t-t_0}{t_p-t_0} = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right) \exp(-\mu_n^2 \text{Fo}),$$

gdzie μ_n są to pierwiastki równania charakterystycznego

$$(31) \quad \text{ctg} \mu = \frac{\mu^2 - \text{Bi}^2}{2\mu \text{Bi}}.$$

Stałe współczynniki A_n określone są przez wzór

$$(32) \quad A_n = \frac{2 \sin \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n},$$

liczba Biota

$$(33) \quad \text{Bi} = \frac{\alpha \delta}{\lambda},$$

liczba Fouriera

$$(34) \quad \text{Fo} = \frac{\alpha \tau}{\delta^2},$$

Jako przykład zostanie rozpatrzony przypadek pomiaru temperatury t_a na powierzchni adiabatycznej płytki czujnika ($x = 0$) lecz podobną metodę można zastosować przy pomiarze temperatury w innych miejscach płytki czujnika. Na powierzchni adiabatycznej płytki czujnika względna nadwyżka temperatury wynosi

$$(35) \quad \Theta_a(\tau) = \frac{t_a(\tau) - t_0}{t_p - t_0} = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(-\mu_n^2 \text{Fo}).$$

Wykonywanie obliczeń analitycznych jest w tym przypadku utrudnione. Można natomiast posługiwać się wykresami [6]. Mierzy się w tym przypadku temperaturę początkową płytki czujnika t_0 , temperaturę płynu t_p oraz zmianę w czasie temperatury powierzchni adiabatycznej $t_a(\tau)$ i następnie oblicza się $\Theta_a(\tau)$ oraz liczby Fouriera dla tych samych chwil. Obliczone wartości pozwalają wyznaczyć jednoznacznie z wykresu liczbę Biota, której odpowiada szukany współczynnik przejmowania ciepła. Jeżeli współczynnik przejmowania ciepła i temperatura płynu są stałe podczas eksperymentu otrzymuje się te same wartości liczby Biota dla każdej chwili. Gdy zmiany liczby Biota wykraczają poza błędy eksperymentu należy przyjąć, że warunki brzegowe trzeciego rodzaju zmieniają się w czasie i powyższa metoda nie może być zastosowana.

Gdy $Bi \leq 1$ oraz $Fo \geq 0,55$ sumy we wzorach (30) oraz (35) można ograniczyć tylko do jednego wyrazu z błędem poniżej 0,25% a wtedy

$$(36) \quad \Theta(\tau) = 1 - A_1 \cos\left(\mu_1 \frac{x}{\delta}\right) \exp(-\mu_1^2 Fo),$$

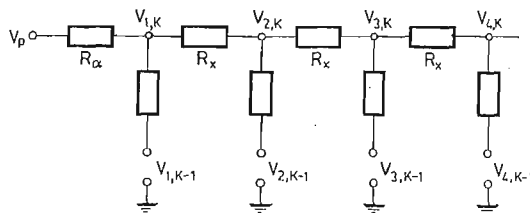
oraz

$$(37) \quad \Theta_a(\tau) = 1 - A_1 \exp(-\mu_1^2 Fo),$$

co znacznie upraszcza sporządzanie wykresów $\Theta = f(Bi, Fo)$.

5. Określenie warunków brzegowych wymiany ciepła na podstawie pomiaru temperatury w dowolnym punkcie płytki czujnika

Ponieważ pomiar temperatury powierzchni ciała stałego od strony wewnętrznej lub od strony zewnętrznej nie zawsze jest dogodny można zmierzyć temperaturę $t(x, \tau)$ w dowolnych punktach czujnika. W tym przypadku wielkością szukaną może być temperatura powierzchni ($x = 0$) płytki czujnika $t_s(\tau)$, gęstość strumienia ciepła $q_s(\tau)$ lub współczynnik przejmowania ciepła $\alpha(\tau)$. Gdy q_s oraz α zmieniają się w czasie pod względem prostoty i szybkości uzyskania wyników godne zalecenia jest wykorzystanie modelu analogowego typu siatka rezystorów (rys. 3), stosowanego w metodzie Liebmana [3].



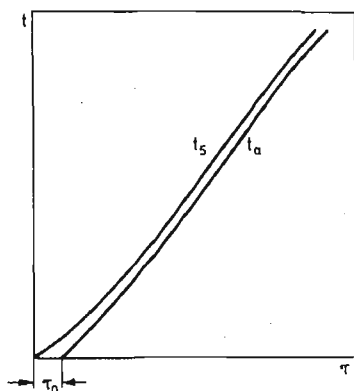
Rys. 3. Schemat modelu analogowego stosowanego w metodzie Liebmana do rozwiązywania zagadnienia odwrotnego

Rozwiązanie zagadnienia prostego dla przewodzenia ciepła, tj. określenie rozkładu temperatury na podstawie danych warunków początkowych i brzegowych, dokonuje się metodą Liebmana krok po kroku zadając do rezystorów R_x , symulujących krok czasowy $\Delta\tau$, napięcie $V_{i,k-1}$ proporcjonalne do wartości temperatur w danym węźle $t_{i,k-1}$ w poprzednim kroku czasu $k-1$. Do skrajnych węzłów siatki zadaje się odpowiednie warunki brzegowe dla kroku czasu k . Z pomiaru napięć $V_{i,k}$ w węzłach modelu określa się wartości temperatur ścianki dla kroku czasu k . Postępowanie takie powtarza się dla następnych kroków czasu.

Przy rozwiązywaniu zagadnienia odwrotnego zakres czynności dla każdego kroku czasu rozszerza się o dodatkowe, związane z określeniem nieznannej wartości współczynnika przejmowania ciepła α . Po zadaniu napięć w węzłach siatki $V_{i,k-1}$ dla kroku czasu $k-1$ oraz na brzegu siatki napięcia $V_{p,k}$, odpowiadającego temperaturze płynu $t_{p,k}$ w kroku czasu k , dokonuje się zmiany wartości rezystancji rezystora R_α , modelującego opór przejmowania ciepła, tak by w węźle odpowiadającym położeniu punktu pomiarowego uzyskać

wartość napięcia wyznaczoną ze zmierzonej temperatury w czujniku w kroku czasu k . Po spełnieniu tego warunku dokonuje się pomiaru rezystancji rezystora R_α odwrotnie proporcjonalnej do współczynnika przejmowania ciepła. Następnie powtarza się wszystkie czynności dla kolejnych kroków czasu aż do zakończenia procesu rozwiązywania problemu.

Przy rozwiązywaniu zagadnienia odwrotnego pojawia się ograniczenie od dołu wartości kroku dyskretyzacji czasu $\Delta\tau$, ze względu na przesunięcie czasowe krzywych zmian temperatury w punktach położonych wewnątrz płytki tworzącej czujnik, zwiększające się w miarę oddalania od powierzchni przejmowania ciepła (rys. 4). Ze względu na dokładność



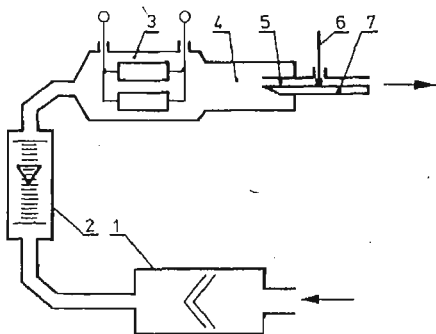
Rys. 4. Zmiany w czasie temperatur: t_s — powierzchni płytki czujnika ogrzewanej płynem, t_a — powierzchni adiabatycznej płytki

rozwiązania zagadnienia odwrotnego należy przyjąć krok dyskretyzacji czasu $\Delta\tau$ większy od opóźnienia czasowego τ_0 rozpoczęcia zmiany temperatury mierzonej w czujniku t_m w stosunku do rozpoczęcia zmiany temperatury płynu t_p otaczającego czujnik. Z drugiej strony należy uwzględnić, że początkowa faza procesu wymiany ciepła decyduje w największym stopniu o dokładności rozwiązania, co wymaga przyjęcia małej wartości kroku czasu $\Delta\tau$. Obydwa powyższe ograniczenia prowadzą do wniosku, że w przypadku rozwiązywania zagadnienia odwrotnego należy punkt pomiarowy w czujniku umieszczać możliwie blisko powierzchni przejmowania ciepła oraz dokładnie i równocześnie rejestrować zmiany temperatury płynu oraz punktu pomiarowego za pomocą czujników temperatury o możliwie małej stałej czasowej w celu dokładnego określenia czasu opóźnienia τ_0 . Opóźnienie to będzie tym mniejsze im większy jest współczynnik wyrównywania temperatury płytki czujnika. Dla rozpatrywania początkowej fazy przejmowania ciepła płytka czujnika powinna być wykonana z miedzi, a dla późniejszego okresu ze stali.

6. Badania eksperymentalne

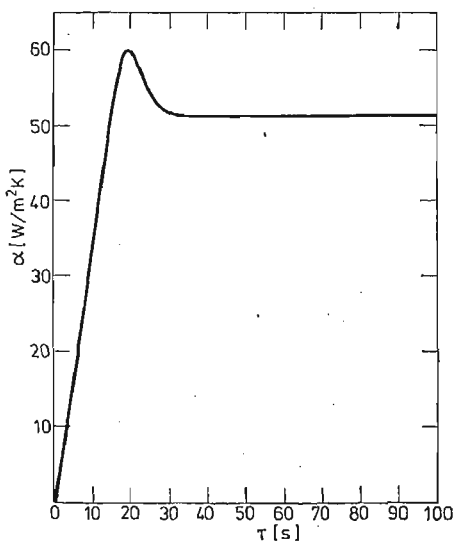
W celu weryfikacji przydatności omówionej metody analogowej określania gęstości strumienia ciepła do badań eksperymentalnych wykonano pomiary na stanowisku przedstawionym schematycznie na rysunku 5. Jako dmuchawę (1) zastosowano dwa odkurzacze zasilane przez autotransformator, co pozwalało regulować strumień masy powietrza.

Pomiary strumienia masy powietrza były dokonywane przez rotametr (2). Podgrzewacz powietrza (3) stanowiła rura zawierająca grzejnik elektryczny. Zmianę mocy grzejnika uzyskiwano przez zmniejszanie napięcia prądu za pomocą autotransformatora. W celu uniknięcia strat ciepła ścianki podgrzewacza izolowano sznurem azbestowym. Źródło gorącego powietrza działało w warunkach ustalonych.



Rys. 5. Schemat stanowiska badawczego: 1 — dmuchawa, 2 — rotametr, 3 — podgrzewacz powietrza, 4 — kanał wyrównawczy, 5 — kanał pomiarowy, 6 — termoelement płaszczowy, 7 — czujnik

Z podgrzewacza powietrze przepływało przez kanał wyrównawczy (4) do prostokątnego kanału pomiarowego (5) o wymiarach przekroju poprzecznego $5,5 \times 80$ mm. W osi kanału pomiarowego umieszczono płaszczowy termoelement Fe-Konst (6) o zewnętrznej średnicy płaszcza 0,5 mm, przeznaczony do pomiaru temperatury powietrza. W szerszej ściance kanału pomiarowego znajdował się otwór, do którego gwałtownie wprowadzano czujnik (7) do pomiaru gęstości strumienia ciepła, oś którego znajdowała się w odległości 110 mm od krawędzi napływu powietrza na ściankę kanału.



Rys. 6. Zmiana w czasie współczynnika przejmowania ciepła po gwałtownym zetknięciu czujnika z ustalonym przepływem laminarnym

Parametry stanowiska eksperymentalnego pozwalały na realizację przepływu laminarnego przez szczelinę płaską, dla którego na odcinku stabilizacji termicznej, wg. [7], liczba Nusselta wynosi $Nu_q = 8,235$ przy stałej gęstości strumienia ciepła oraz $Nu_T = 7,54$ przy stałej temperaturze ścianki. Ponieważ w eksperymencie żaden z powyższych warunków nie był spełniony przyjęto za podstawę porównania liczbę Nusselta $Nu = 8$, jako wartość pośrednią.

Zagadnienie odwrotne wymiany ciepła rozwiązano metodą analogową w ten sposób, że z danych wykresów temperatury w funkcji czasu wyznaczono zmianę w czasie współczynnika przejmowania ciepła (rys. 6) oraz temperaturę powierzchni ścianki.

Metoda ta daje w pierwszych krokach zaniżone wartości współczynnika przejmowania ciepła. W wykonanym eksperymencie, po osiągnięciu maksimum, współczynnik przejmowania ciepła zbliża się asymptotycznie do wartości odpowiadającej ustalonemu przejmowaniu ciepła, która różni się mniej niż o 5% od obliczonej z wartości liczby Nusselta $Nu = 8$. Tę samą wartość stałego współczynnika przejmowania ciepła uzyskano z wykresów podanych w monografii ŁYKOWA [6].

7. Wyniki i wnioski

Eksperymentalne określanie warunków brzegowych wymiany ciepła jest konieczne do prawidłowego obliczania pól temperatur i naprężeń termicznych w częściach silników i urządzeń cieplnych. W tym celu zaproponowano czujnik w postaci płytki jednostronnie ogrzewanej, której temperaturę można mierzyć w różnych punktach. Dla takiego czujnika opracowano teorię obliczania gęstości strumienia ciepła i współczynnika przejmowania ciepła. Badania eksperymentalne potwierdziły możliwość praktycznego wykorzystania takiego typu czujników do określania warunków brzegowych wymiany ciepła.

Literatura cytowana w tekście

1. W. H. GIEDT; *The Determination of Transient Temperatures and Heat Transfer at a Gas — Metal Interface Applied to a 40 mm Gun Barrel*, Jet Propulsion, No 4, 1955.
2. H. S. CARSLAW, J. C. JAEGER; *Conduction of Heat In Solids*. Clarendon Press, Oxford 1959.
3. S. WIŚNIEWSKI; *Obciążenia cieplne silników tłokowych*. WKiŁ, Warszawa 1972.
4. J. I. MASTERS, S. STEIN; *Effect an Axial Cavity on Temperature History of a Surface Heated Slab*. The Review of Scientific Instruments, No 12, 1956.
5. J. V. BECK, H. HURWICZ; *Effect on Thermocouple Cavity on Heat Sink Temperature*. Journal of Heat, Transfer, No 1, 1960.
6. A. W. ŁYKOW; *Teoriya tepłoprowodnosti*. Wysszaja Szkoła, Moskwa 1967.
7. W.M. KAYS, *Convective Heat and Mass Transfer*. McGraw-Hill New York 1966.

Резюме

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТЕПЛООВОГО ПОТОКА НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ОДНОСТОРОННЕ ОБОГРЕВАЕМОЙ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНКИ

В статье обсужден аналитический метод определения плотности теплового потока на основе измерений нестационарной температуры поверхности теплоотдачи плоской пластинки в условиях, когда остальные ее поверхности являются адиабатическими.

Особенно легко определяется постоянная плотность теплового потока или постоянный коэффициент теплоотдачи.

В условиях, когда измерения температур производится в произвольном пункте такой пластинки, предложен аналоговый метод Либманна.

S u m m a r y

DETERMINATION OF THE HEAT FLUX DENSITY FROM THE MEASUREMENTS OF NONSTEADY TEMPERATURE OF A ONE-SIDE HEATED FLAT PLATE

An analytical method of the determination of the heat flux density from the measurements of non-steady temperature of the heat transfer surface of a flat plate in the conditions when the remaining surfaces are adiabatic is presented. The problem of the determination of the value of constant heat flux density or constant heat transfer coefficient is especially easy. Since the measurements of temperatures are done at any point of such a plate the Liebman's analog method is suggested.

WAT

Praca została złożona w Redakcji dnia 16 listopada 1978 roku
