

EFEKT JACQA

WIESŁAW GOGÓŁ (WARSZAWA)

1. Wstęp

W pracy⁽¹⁾ przedstawiono wyniki badań doświadczalnych JACQA wskazujące na istnienie pewnych niezgodności między rzeczywistym polem temperatury w ciele stałym (metal) a polem temperatury wynikającym z prawa Fouiiera. Niezgodność pól temperatury obserwowana przez Jacqa (anomalia rozkładu temperatury) występować ma tylko w obszarach leżących w pobliżu powierzchni metalu (warstwa podpowierzchniowa). W niniejszym opracowaniu, opartym na cytowanej bibliografii, podano również próby teoretycznego wyjaśnienia tego zjawiska nazywanego efektem Jacqa.

Na wstępie należy podkreślić, że omawiane tutaj zagadnienie jest bardzo dyskusyjne i zjawiska Jacqa nie można uważać w chwili obecnej za całkowicie wyjaśnione. Efekt ten stanowi niewątpliwie nowy i interesujący problem, jakkolwiek wnioski wynikające z jego istnienia nie są w pewnych przypadkach zupełnie zgodne z niektórymi dość dobrze zbadanymi zjawiskami w wymianie ciepła.

W celu zdefiniowania efektu Jacqa na rys. 1 pokazano rozkład temperatury $t(x)$ przy przewodzeniu strumienia ciepła q w stanie ustalonym przez płytę o grubości δ (zagadnienie jednowymiarowe); na górnej części rysunku pokazano pole temperatury zgodne z prawem Fouriera, a na dolnej części — rozkład temperatury otrzymany eksperymentalnie przez Jacqa; nadmierny wzrost temperatury od strony ogrzewanej i nadmierny spadek od strony ochładzanej jest bardzo wyraźnie widoczny.

Różnica między tymi dwoma polami temperatury, czyli istotna anomalia pola temperatury, pokazana jest na rys. 2.

Pomiary przeprowadzone przez Jacqa wykazały proporcjonalność spiętrzenia temperatury ΔT_m do przewodzonego strumienia ciepła q

$$(1.1) \quad \Delta T_m = kq,$$

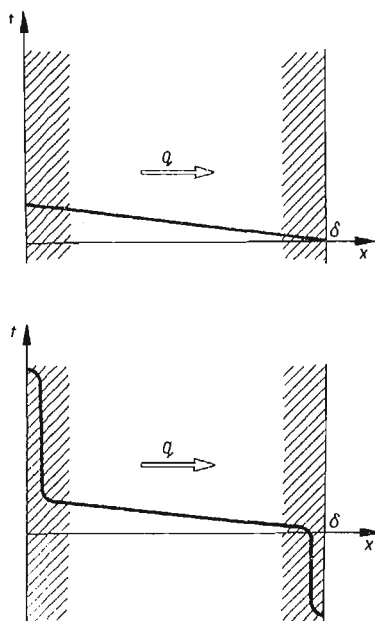
przy czym współczynnik proporcjonalności k może być nazwany współczynnikiem nadmiernego wzrostu temperatury albo współczynnikiem spiętrzenia temperatury. Wartości tego współczynnika od strony ogrzewanej k^+ i od strony ochładzanej k^- nie są jednakowe.

(¹) Niniejsza praca stanowi rozwinięty fragment referatu o granicach stosowalności równania Fouriera, wygłoszonego przez autora na zebraniu naukowym Instytutu Techniki Ciepłej w Warszawie, w dniu 19.IV.1966 r.

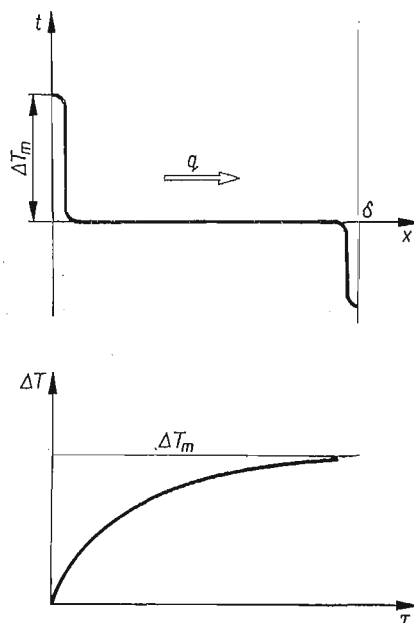
Zjawisko to nie pojawia się od razu (natychmiastowo) z chwilą rozpoczęcia działania strumienia na powierzchnię ścianki przewodzącej ciepło (stan nieustalony). Na dolnej części rys. 2 pokazany jest wzrost w czasie spiętrzenia temperatury $\Delta T = \Delta T(\tau)$, przy czym zależność ta jest według Jacq'a zbliżona do wykładniczej

$$(1.2) \quad \Delta T = kq \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right) \right],$$

gdzie τ_0 jest pewną stałą o wymiarze czasu.



Rys. 1



Rys. 2

Jacq przeprowadził tylko badania eksperymentalne i obserwował omawiany efekt w metalach i ich stopach. Próby teoretycznego uzasadnienia tego interesującego zjawiska były przeprowadzone — w sposób zupełnie odmienny — przez KAISERA i LUCASA.

2. Badania eksperymentalne Jacq'a [1, 2]

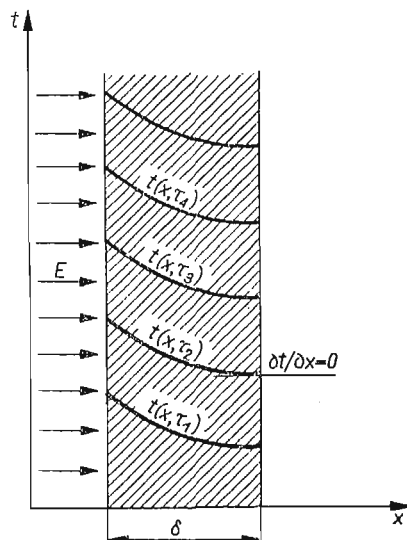
Anomalia rozkładu temperatury w warstwie podpowierzchniowej została zauważona przez Jacq'a przypadkowo w trakcie dokonywanych przez niego pomiarów własności cieplnych (współczynników przewodnictwa λ , α) metali.

Przedmiotem dalszych badań eksperymentalnych Jacq'a związanych z zauważonym efektem były tylko metale czyste i ich stopy, przy czym powierzchnie badanych próbek były gładkie i chemicznie czyste.

Doświadczenia były przeprowadzane tak, aby można było zastosować do nich rozwiązania równań jednowymiarowego procesu przewodzenia ciepła. Grubości badanych próbek wynosiły od kilku do kilkudziesięciu milimetrów. Ogrzewanie próbek było zwykle

dokonywane przez napromieniowanie ich powierzchni stałym strumieniem E ; stosowane było również ogrzewanie i ochładzanie powierzchni próbek w warunkach konwekcji wymuszonej w powietrzu przez wylewanie roztopionego metalu, silne tarcie itp.

Na rys. 3 pokazana jest płytka o grubości δ , na której powierzchnię $x = 0$ pada strumień ciepła $E = \text{const}$; druga powierzchnia $x = \delta$ jest izolowana. Materiał próbki uwa-



Rys. 3

żany jest za jednorodny, izotropowy i o własnościach niezmiennych z temperaturą, λ oznacza przewodność cieplną, a stała a — dyfuzyjność cieplną materiału.

Rozwiązanie równania Fouriera

$$(2.1) \quad \frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}$$

przy warunkach brzegowych i początkowych

$$(2.2) \quad -\lambda \frac{\partial t(0, \tau)}{\partial x} = E,$$

$$(2.3) \quad \frac{\partial t(\delta, \tau)}{\partial x} = 0,$$

$$(2.4) \quad t(x, 0) = 0$$

przedstawia się następująco [2, 5]

$$(2.5) \quad t(x, \tau) = \frac{E}{\lambda} \left[\frac{a\tau}{\delta} + \frac{3(\delta-x)^2 - \delta^2}{6\delta} + \frac{2\delta}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n^2} \cos\left(n\pi \frac{\delta-x}{\delta}\right) \exp\left(-n^2\pi^2 \frac{a\tau}{\delta^2}\right) \right].$$

Na rys. 4 podany jest wykres zredukowanej (bezwymiarowej) temperatury ϑ w zależności od liczby Fouriera [2].

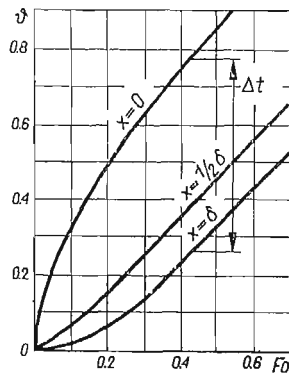
Z równania (2.5) wynika, że z upływem czasu wyrazy zawierające funkcje wykładnicze szybko dążą do 0 i dla liczb Fouriera

$$(2.6) \quad Fo = \frac{a\tau}{\delta^2} \geq 0,3$$

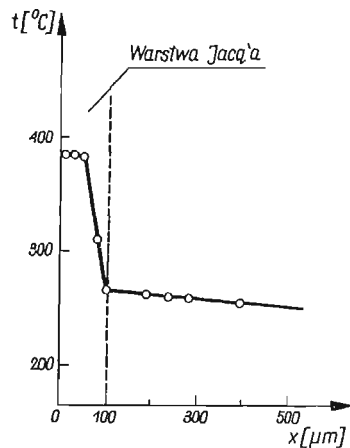
(odpowiada to czasom $\tau \approx 1,3$ s dla próbki stalowej o grubości $\delta = 6$ mm i $\tau \approx 0,1$ s dla próbki miedzianej) ustala się niezmienna w czasie różnica temperatur między powierzchniami próbki

$$(2.7) \quad \Delta t = t(0, \tau) - t(\delta, \tau) = E \frac{\delta}{2\lambda},$$

a prędkości wzrostu temperatury wszystkich punktów próbki są jednakowe (rys. 4).



Rys. 4



Rys. 5

Umożliwia to łatwe wyznaczenie strumienia E , jeśli znana jest gęstość ρ i ciepło właściwe c badanego materiału

$$(2.8) \quad E = \delta \rho c \frac{dt}{d\tau}.$$

Wyniki pomiarów przeprowadzonych przez Jacq'a wykazały niezgodność rzeczywistego pola temperatury $t(x, \tau)$ z polem opartym na prawie Fouriera $t_F(x, \tau)$ i wynikającymi z niego zależnościami (2.5), (2.6) i (2.7). W warstwie podpowierzchniowej o grubości około 100 mikronów (rys. 5) występuje spiętrzenie temperatury, które po upływie pewnego czasu od początku ogrzewania płytki osiąga stałą wartość maksymalną

$$(2.9) \quad \Delta T_m = t(0, \tau) - t_F(0, \tau) \approx t(x=0, \tau) - t(x \approx 0, \tau),$$

gdzie przez $t(x \approx 0)$ oznaczono temperaturę w odległości około 100 μm od powierzchni próbki. Z uwagi na istniejący w próbce w ogóle mały spadek temperatury można napisać w przybliżeniu

$$(2.10) \quad \Delta T_m \approx t(x=0) - t(x=\delta).$$

Poza obszarem warstwy Jacqa rozkład temperatury jest zgodny z prawem Fouriera. Również rzeczywiste czasy τ' , po upływie których ustala się prędkość wzrostu temperatury powierzchni, okazały się wyższe od czasów teoretycznych

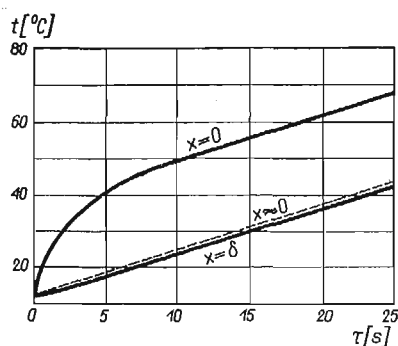
$$(2.11) \quad \tau'_F \approx \frac{0,3\delta^2}{a}.$$

Wyniki niektórych pomiarów Jacqa zestawiono w tablicy 1.

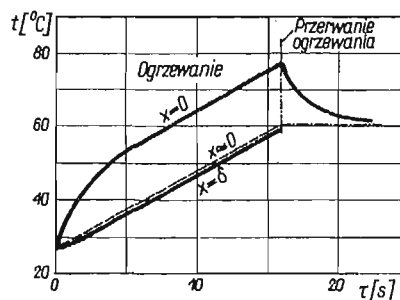
Tablica 1 [2]

Materiał	δ	E	Δt	ΔT_m	τ'_F	τ'
	mm		(teoret.)	(eksper.)	(teoret.)	(eksper.)
		kcal/m ² h	°C	°C	s	s
Żelazo armco	6	21 500	1,3	24	0,7	9
Miedź	7	19 000	0,20	16	0,12	9
Aluminium	10	30 000	0,95	18	0,37	10
Aluminium	20	32 500	2	19	1,5	10

Otrzymane wyniki wskazują na zasadnicze różnice między wartościami teoretycznymi Δt i τ'_F a eksperymentalnymi ΔT_m i τ' ; różnice te nie zależą od grubości próbki (były badane próbki do $\delta = 100$ mm).



Rys. 6



Rys. 7

Na rys. 6 pokazany jest przebieg temperatur w próbce z żelaza armco o grubości $\delta = 6$ mm przy strumieniu $E = 21\,500$ kcal/m²h. Nadmierny — w porównaniu z teoretycznym — wzrost temperatury powierzchni zmienia się w czasie według zależności w przybliżeniu wykładniczej

$$(2.12) \quad \Delta T(\tau) = \Delta T_m \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0^+}\right) \right],$$

gdzie τ_0^+ oznacza stałą o wymiarze czasu przy ogrzewaniu.

Na rys. 7 pokazany jest przebieg temperatur w płytce aluminiowej o grubości $\delta = 10$ mm. Po przerwaniu w pewnej chwili ogrzewania próbki nadmierny wzrost tempera-

tury w warstwie podpowierzchniowej zanika również według zależności w przybliżeniu wykładniczej

$$(2.13) \quad \Delta T(\tau) = \Delta T_m \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0^+}\right).$$

Wartości stałych τ_0^+ są jednakowe przy ogrzewaniu i po przerwaniu ogrzewania płytki i wynoszą około 2 sekund.

Między nadmiernym wzrostem temperatury ΔT_m a padającym na powierzchnię strumieniem energii E istnieje według Jacq'a prosta zależność (1.1)

$$k = \frac{\Delta T_m}{E},$$

przy czym współczynnik k charakteryzuje rodzaj materiału; na wartości k wpływa również rodzaj obróbki termicznej materiału. Natomiast stałe τ_0 okazały się prawie jednakowe dla wszystkich materiałów badanych przez Jacq'a.

Badania doświadczalne były przeprowadzone nie tylko przy ogrzewaniu, ale także przy ochładzaniu próbek (albo też badana była również strona próbki oddająca ciepło na zewnątrz). Spiętrzenia temperatur przy ochładzaniu ΔT_m^- okazały się mniejsze od spiętrzeń przy ogrzewaniu ΔT_m^+ , ale proporcjonalność ustalona zależnością (1.1) pozostała zachowana. Można więc napisać dla ogrzewania

$$(2.14) \quad k^+ = \frac{\Delta T_m^+}{q}$$

i dla ochładzania

$$(2.15) \quad k^- = \frac{\Delta T_m^-}{q}.$$

Wartości współczynników nadmiernego wzrostu temperatury i stałych czasowych wyznaczone doświadczalnie przez Jacq'a przy ogrzewaniu i ochładzaniu różnych materiałów podano w tablicy 2.

Tablica 2 [2]

Materiał	Ogrzewanie		Ochładzanie	
	k^+	τ_0^+	k^-	τ_0^-
	$\text{m}^2\text{h}^\circ\text{C}/\text{kcal}$	s	$\text{m}^2\text{h}^\circ\text{C}/\text{kcal}$	s
Nikiel (czysty)	$10,8 \cdot 10^{-4}$	2,10	$2,7 \cdot 10^{-4}$	0,75
Miedź (czysta)	$8,3 \cdot 10^{-4}$	1,90	$4,5 \cdot 10^{-4}$	1,10
Żelazo armco (surowe)	$6,25 \cdot 10^{-4}$	2,25	$2 \cdot 10^{-4}$	0,90
Żelazo armco (wyżarzone)	$9,7 \cdot 10^{-4}$	2,40	$3,05 \cdot 10^{-4}$	0,95
Stal	$6,8 \cdot 10^{-4}$	2,70	$5,8 \cdot 10^{-4}$	2,10

Nie ulega wątpliwości, że na przedstawione powyżej interesujące wyniki badań doświadczalnych zasadniczy wpływ może mieć sama technika wykonywania pomiaru i jego poprawność. Zagadnieniu temu, dość wyczerpująco opisanemu w pracy [2], Jacq' poświęcił szczególną uwagę, przeprowadzając specjalne doświadczenia kontrolne.

Badana próbka była umieszczana w obudowie ze szkła kwarcowego. Jeżeli ogrzewanie próbki badanej dokonywane było przez promieniowanie, to była ona łącznie z obudową umieszczona bardzo blisko płytki metalowej ogrzewanej równomiernie palnikiem gazowym do kilkuset °C (np. do 900°C) i stanowiącej część specjalnego urządzenia badawczego. Oziębienie próbki było dokonywane, między innymi, strumieniem sprężonego powietrza. Badania były przeprowadzane w stanach nieustalonych i w stanie ustalonym. Doświadczenia były przeprowadzone również w próżni przy ciśnieniach do $3 \cdot 10^{-2}$ mm Hg. Sposób ogrzewania lub ochładzania próbki nie wpływa według Jacqa na wielkości charakteryzujące anomalie rozkładu temperatury.

Pomiar temperatury powierzchni dokonywany był czterema sposobami.

Pomiar za pomocą termoelementów przeprowadzany był zwykle przy użyciu par chromel-alumel o grubości 0,3 mm podłączonych do automatycznego potencjometru o zakresach 0–100°C i 0–1000°C. Sposób umieszczenia spoin termoelementów był rozmaity: spoiny były wlutowane srebrem na głębokości ok. 2 mm; pary termoelementów były rozdzielane i lutowane osobno w odległości około 1 cm od siebie, przy czym zwracano szczególną uwagę, aby zamknięcie obwodu następowało w płaszczyźnie powierzchni próbki; termoelementy były wyprowadzane zarówno od strony powierzchni ogrzewanej, jak i od strony przeciwnej otworami wierconymi ukośnie przez całą grubość próbki; stosowano także wprasowywanie pod ciśnieniem termoelementu ze spoiną rozplaszczoną i izolowanie elektryczne obwodów żywicą epoksydową, aby uzyskać wyprowadzenie termoelementów w powierzchni izotermicznej.

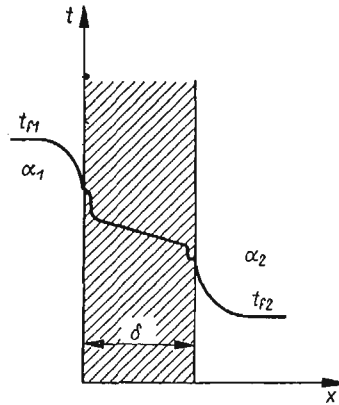
Doświadczenia kontrolne metodą opartą na pomiarze punktu topnienia przeprowadzane były przez badanie efektu Jacqa w próbkach z czystej cyny, ołowiu lub określonych stopów eutektycznych o znanej temperaturze topnienia. Przy ogrzewaniu takich próbek w pewnym momencie temperatura powierzchni osiągała temperaturę topnienia danego materiału, co mogło być zaobserwowane. Jednocześnie wykonywane były pomiary temperatury termoelementami, przy czym na krzywej $t(\tau)$ uzyskiwano załamanie świadczące o zmianie stanu skupienia.

Przeprowadzono także doświadczenia kontrolne przy użyciu ołówka «tempilstik», którym można pokryć bardzo cienką warstwą powierzchnię metalu; różnego rodzaju ołówki mają różne, lecz ściśle określone, temperatury topnienia.

Metoda metalograficzna używana była do badań w stanie ustalonym; polega ona na pomiarach twardości próbki uprzednio zahartowanej, której różne warstwy wskutek ogrzewania zostają odpuszczone w mniejszym lub większym stopniu, zależnie od ich temperatury. Wyniki badań przy użyciu tej metody zostały przedstawione przykładowo na rys. 5. Każdy punkt pomiarowy odpowiada średnicom styku przy pomiarze twardości rzędu 8–10 μm . Metoda ta pozwala na ustalenie trzech dość wyraźnych stref; w pierwszej o grubości od 0 do 40–60 μm temperatura jest prawie stała; w drugiej położonej w odległości od 50 μm do 100 μm od powierzchni temperatura gwałtownie maleje; w trzeciej strefie powyżej 100 μm rozkład temperatury jest zgodny z klasycznym prawem Fouriera. Metoda ta umożliwiła przez bezpośredni pomiar ustalenie wartości około 100 μm jako wartości odpowiadającej grubości warstwy podpowierzchniowej, w której istnieje anomalia rozkładu temperatury.

Pomiary przeprowadzone przez Jacq'a przy użyciu powyższych metod (a także przy różnych ich modyfikacjach) dawały oczywiście wyniki nieco różniące się między sobą; jednakże rozbieżności te według Jacq'a nie były na ogół duże (np. 2–3°C), a były one znacznie mniejsze od badanego efektu spiętrzenia temperatury; ponadto rozbieżności te mogły być zwykle wyjaśnione na podstawie rozważań teoretycznych dotyczących samej techniki wykonywania pomiarów.

Badania w stanie ustalonym przeprowadzone przez Jacq'a potwierdziły istnienie anomalii rozkładu temperatury w warstwach podpowierzchniowych (rys. 8).



Rys. 8

Strumień ciepły, przenikający przez płytkę zgodnie z prawem Fouriera, może być wyrażony następująco

$$(2.16) \quad q_F = \frac{t_{f1} - t_1}{\frac{1}{\alpha_1}} = \frac{t_1 - t_2}{\delta} = \frac{t_2 - t_{f2}}{\frac{1}{\alpha_2}}.$$

Uwzględniając efekty spiętrzenia temperatur po stronie ogrzewanej

$$(2.17) \quad \Delta T_m^+(x=0) = k^+ q$$

i ochładzanej

$$(2.18) \quad \Delta T_m^-(x=\delta) = k^- q$$

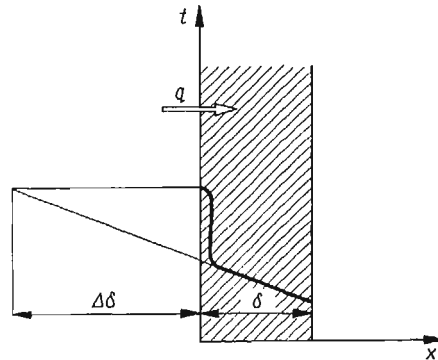
strumień ciepły przenikający przez płytkę, w której istniałyby efekty Jacq'a, mógłby być określony następująco

$$(2.19) \quad q_J = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{\frac{1}{\alpha_1} + k^+ + \frac{\delta}{\lambda} + k^- + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

Zatem współczynniki nadmiernego wzrostu temperatury k wyrażają pewne opory termiczne zmniejszające natężenie strumienia między dwoma ośrodkami o ustalonych temperaturach

$$(2.20) \quad \frac{q_J}{q_F} = \frac{1}{1 + \frac{k^+ + k^-}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}}.$$

Te dodatkowe opory termiczne są na ogół dość duże w stosunku do oporów termicznych samego metalu. Na rys. 9 pokazany jest uproszczony rozkład temperatury w ścianie (tylko od strony ogrzewanej) oraz wielkość $\Delta\delta$ odpowiadająca dodatkowej grubości warstwy tego samego metalu, która wykazywałaby taki sam opór termiczny jak warstwa Jacqa. Wartość $\Delta\delta$ wynosiłaby, na przykład, dla miedzi około 300 mm, a dla żelaza około 30 mm.



Rys. 9

Można by również uważać, że warstwa podpowierzchniowa charakteryzuje się pewną umowną przewodnością cieplną, która przy założeniu stałej grubości tej warstwy rzędu $100 \mu\text{m}$ wynosiłaby około $0,1 - 0,2 \text{ kcal/mh}^\circ\text{C}$.

3. Próby teoretycznego wyjaśnienia efektu Jacqa

Rozważana anomalia rozkładu temperatury w warstwie podpowierzchniowej nie była przewidywana uprzednio na drodze teoretycznej, a została odkryta przypadkowo na drodze doświadczalnej. Oczywiście próbowano później znaleźć uzasadnienie teoretyczne tego zjawiska, przy czym wysuwany był cały szereg hipotez. Tak, na przykład, DARRIEUS wysunął hipotezę, że w warstwie podpowierzchniowej metalu przy absorpcji promieniowania elektromagnetycznego mogłaby istnieć lokalna różnica między temperaturą elektronową a temperaturą odpowiadającą ruchowi cieplnemu atomów. Jednakże tego rodzaju przypuszczenia nie były w jakikolwiek sposób umotywowane teoretycznie i dlatego w dalszym ciągu nie będą omawiane.

Zostaną natomiast podane w skrócie próby teoretycznego wyjaśnienia efektu Jacqa przez Kaisera i Lucasa, które wydają się zasługiwać na uwagę ze względu na ciekawy sposób uzasadnienia istnienia anomalii pola temperatury w pobliżu powierzchni ograniczających ciało stałe.

Teoria Lucasa [4]. Efekt Jacqa próbował wyjaśnić Lucas, opierając się na teorii Debaya i wprowadzając hipotezę istnienia zjawiska retrodyfuzji (dyfuzji wstecznej). Teoria Lucasa w pracy [4] nie została przedstawiona w sposób wyczerpujący, jest to raczej szkic teorii.

Rozważając mechanizm przewodzenia ciepła w ciele stałym Lucas wyodrębnia dwa typy fal Debaya, lub odpowiadające im kwanty energii — fonony, a mianowicie:

— fale o niskiej częstotliwości (sprężyste), dla których ośrodek przewodzący ciepło przedstawia się jako jednorodny i izotropowy;

— fale wysokiej częstotliwości, bliskie granicznej częstotliwości Debaya, których długości zbliżają się do rzędu odległości sąsiednich atomów i dla których ośrodek nie może być uważany za jednorodny i izotropowy.

W przypadku fal o niskiej częstotliwości Lucas rozważa możliwości zagięć ich torów w ośrodku, w którym istnieje gradient temperatury, na skutek zmienności własności ośrodka z temperaturą, a w szczególności stałej Lamego (modułu ścinania) μ . Przy założeniu, że względne zmiany prędkości rozchodzenia się fal podłużnych i poprzecznych są tego samego rzędu, zostaje określony promień krzywizny R toru

$$(3.1) \quad \frac{1}{R} = \frac{1}{2\mu} \frac{d\mu}{dt} \frac{dt}{dx},$$

przy czym wklęsłości tych torów strumienia energii skierowane są w stronę obszarów o wyższej temperaturze, co według Lucasa stanowi przejaw tendencji do powstawania (niewielkiego) strumienia dyfuzji energii, skierowanego odwrotnie do kierunku natężenia pola termicznego, czyli powstania zjawiska retrodyfuzji.

W przypadku fal o wysokiej częstotliwości Lucas, nie rozporządzając odpowiednimi danymi doświadczalnymi, przeprowadza tylko analogię do pewnych zjawisk z zakresu optyki (na przykład sposób rozpraszania strumienia światła we mgłę), opierając się na podkreślonej już powyżej niejednorodności ośrodka dla tych fal.

Zatem w ośrodku nieograniczonym, w którym istnieje ustalony w czasie gradient temperatury, istniałyby dwa strumienie energii. Oprócz strumienia

$$(3.2) \quad q_1 = -\lambda_1 \frac{dt}{dx}$$

występowałby strumień wynikający ze zjawiska retrodyfuzji

$$(3.3) \quad q_2 = \lambda_2 \frac{dt}{dx},$$

przy czym strumień całkowity byłby zgodny z prawem Fouriera

$$(3.4) \quad q = -(\lambda_1 - \lambda_2) \frac{dt}{dx},$$

a przewodność cieplna (mierzona) byłaby wyrażona wartością $(\lambda_1 - \lambda_2)$.

Natomiast istnienie powierzchni ograniczających ośrodek zmienia, wskutek występowania zjawiska retrodyfuzji, warunki brzegowe; nastąpi to zwłaszcza wtedy, jeśli powierzchnia ograniczająca oddziela dwa ośrodki zasadniczo różniące się własnościami (na przykład próżnia i ciało stałe). Jeśli fale reprezentujące strumień retrodyfuzji nie mogą rozchodzić się poza powierzchnię ograniczającą, to odbijają się od niej i rozpraszają w warstwie podpowierzchniowej, która staje się obszarem dodatkowego spiętrzenia temperatury; efekt dodatkowego wzrostu gradientu temperatury w pobliżu powierzchni $x = 0$ będzie powiększał się aż do osiągnięcia pewnego stanu równowagi. Analogicznie można by wyjaśnić dodatkowe obniżenie się temperatury w pobliżu drugiej powierzchni ograniczającej $x = \delta$.

Chcąc wyrazić ilościowo anomalię rozkładu temperatury w warstwie podpowierzchniowej, Lucas posługuje się jedną średnią długością (swobodną) l różnych fal wysokiej częstotliwości, którym przypisuje w tym zjawisku największą rolę. Oznaczając przez t temperaturę rzeczywistą w warstwie granicznej Jacqa, a przez t_F temperaturę wynikającą z prawa Fouriera, dodatkowy przyrost temperatury w obszarze $0 < x < l$ będzie

$$(3.5) \quad \overline{\delta t} = t - t_F.$$

Ilość energii zakumulowana w wyniku działania strumienia retrodyfuzji będzie równa energii rozproszonej w tym obszarze, przy czym Lucas postuluje, aby proces rozpraszania był proporcjonalny do różnicy $\overline{\delta t}$ i scharakteryzowany pewną stałą dodatnią K ,

$$(3.6) \quad -\lambda_2 \frac{d^2 t}{dx^2} = K \overline{\delta t}.$$

W wyniku całkowania tego równania Lucas otrzymuje wyrażenie

$$(3.7) \quad (\overline{\delta t})_{x=0} = -q \frac{\lambda_2 l}{(\lambda_1 - \lambda_2) \lambda_1} \frac{\operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{K}{\lambda_2}} l \right)}{\sqrt{\frac{R}{\lambda_2}} l},$$

które potwierdza proporcjonalność między nadmiernym wzrostem temperatury w warstwie podpowierzchniowej a strumieniem cieplnym.

Rozważając podobnie zjawiska w warstwie granicznej od strony powierzchni oddającej ciepło na zewnątrz, Lucas dochodzi do wniosku, że

$$(3.8) \quad \left| \frac{(\overline{\delta t})_{x=0}}{q} \right| \approx \left| \frac{(\overline{\delta t})_{x=\delta}}{q} \right|.$$

Wniosek ten nie jest całkowicie zgodny z wynikami doświadczalnymi otrzymanymi przez Jacqa.

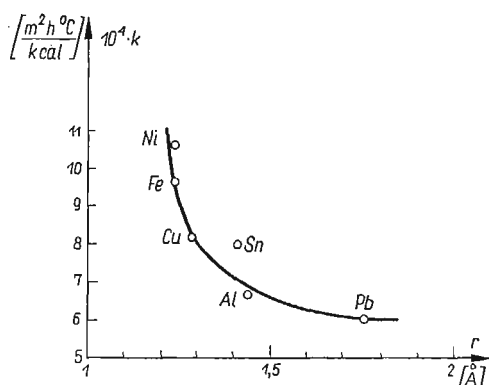
Z teorii Lucasa wynika, że jeśli powierzchnia ograniczająca $x = 0$ rozdziela dwa ciała o tej samej lub zbliżonej strukturze, to przy doskonałym styku nie powinien wystąpić efekt Jacqa, ponieważ strumienie retrodyfuzji nie będą napotykały na swej drodze na żadną barierę. Natomiast przy niedoskonałym styku powinien wystąpić termiczny opór kontaktowy, wywołany również przez zjawiska w warstwie Jacqa, przy czym wpływ nacisku między obydwoma ciałami na te zjawiska jest oczywisty.

T e o r i a K a i s e r a [3]. Kaiser próbował wyjaśnić efekt Jacqa rozważając w procesie przewodzenia ciepła poprzez elektrony wolne metalu fluktuacje temperatury gazu elektronowego podlegającego statystyce FERMI-DIRACA.

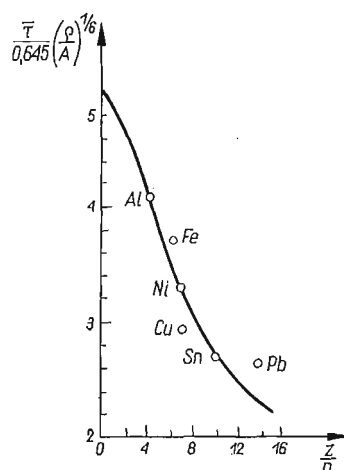
Praca Kaisera [3], oprócz wykazania przyczyn powstawania anomalii pola temperatury w warstwie podpowierzchniowej metalu, stanowi również próbę przedstawienia ogólniejszej teorii dotyczącej pewnych podstawowych zagadnień transportu w fizyce ciała stałego.

Kaiser rozważa możliwości istnienia fluktuacji temperatury w gazie swobodnych elektronów, przyjmując dla nich rozkłady zgodne ze statystyką Fermi-Diraca. Fluktuacje te mogą być znaczne, jeśli weźmie się pod uwagę niską wartość ciepła właściwego gazu elektronowego. Z rozważań Kaisera wynika, że fluktuacje te są umiejscowione w warstwie

podpowierzchniowej metalu (zlokalizowane), przy czym nie powstają one od razu pod wpływem działania strumienia ciepłego, lecz do pełnego ich rozwinięcia wymagany byłby pewien okres czasu. W metalu przedstawiającym układ sieciowy nieruchomych jąder, otoczonych ładunkami, obecność strumienia ciepłego (makroskopowo ciągłego, lecz który mógłby być wyobrażony jako następstwo szeregu bardzo małych impulsów) miałaby powodować zakłócenia (zniszczenie symetrii) potencjału sferycznego otaczającego każde jądro, a wynikające z obecności elektronów swobodnych metalu. Rozważane są drgania gazu elektronowego zarówno w kierunku zgodnym z kierunkiem strumienia, jak też i w kierunkach do niego prostopadłych; jedną z cech charakterystycznych tak pomyślanego ośrodka byłby średni czas relaksacji $\bar{\tau}$ jakiego ośrodek wymaga do uzyskania nowej konfiguracji równowagi statystycznej w obecności strumienia energii; uważa się za dopuszczalne utożsamianie tych średnich czasów relaksacji $\bar{\tau}$ ze stałymi czasowymi Jacq'a τ_0 .



Rys. 10



Rys. 11

Kaiser sugeruje również, że efekt Jacq'a stanowi jedyny przypadek w fizyce potwierdzający doświadczalnie fluktuacje temperatury gazu elektronowego zgodne ze statystyką Fermiego.

W wyniku tych rozważań Kaiser wyprowadza pewne zależności, które dałyby się porównać z wynikami eksperymentalnymi, uzyskanymi przez Jacq'a. Współczynnik k spiętrzenia temperatury zależny byłby od promienia atomowego r (danego metalu).

$$(3.9) \quad (k - k_{\infty})(r - r_0) = C,$$

gdzie k_{∞} , r_0 i C są pewnymi stałymi niezależnymi od rodzaju metalu, a mianowicie

$$(3.10) \quad (k - 5,96 \cdot 10^{-4})(r - 1,17) = 0,24 \cdot 10^{-4};$$

r wyrażone jest w Angstroemach, a k w układzie technicznym jednostek miar.

Porównanie wyników teorii Kaisera wyrażonych powyższą zależnością (linia ciągła) z wynikami doświadczalnymi Jacq'a (punkty) przedstawiono na rys. 10; zgodność tych wyników jest zaskakująca, jeśli weźmie się pod uwagę stopień komplikacji teorii Kaisera.

Dla stałych czasowych $\bar{\tau}$ Kaiser ostatecznie otrzymuje zależność wiążącą je z gęstością ρ , masą atomową A , liczbą atomową Z i pewną liczbą kwantową n

$$(3.11) \quad \frac{1}{0,465} \bar{\tau} \left(\frac{\rho}{A} \right)^{1/6} = 1,6 + \frac{3,4}{1 + \left(\frac{1}{7} \frac{Z}{n} \right)^2}.$$

Zgodność tej zależności (linia ciągła) z wynikami otrzymanymi przez Jacq'a (punkty) przedstawiona na rys. 11 jest również uderzająca.

Dla współczynników spiętrzenia temperatury przy ogrzewaniu k^+ i ochładzaniu k^- Kaiser otrzymuje wartości różne, co potwierdzałyby wyniki Jacq'a; zależność wynikająca z teorii Kaisera jest następująca

$$(3.12) \quad \frac{k^+}{k^-} = 0,4 + 6,65 \log \frac{\bar{\tau}^+}{\bar{\tau}^-}.$$

4. Wnioski

Opisane powyżej badania eksperymentalne oraz próby teoretycznego wyjaśnienia efektu Jacq'a opracowane zostały na podstawie cytowanej bibliografii. W zakończeniu należałoby zwrócić szczególniejszą uwagę na wnioski jakie mogłyby wynikać z powyższych rozważań.

Przed wszystkim nasuwa się pytanie, dlaczego efekt Jacq'a został zauważony dopiero w ostatnich latach mimo bardzo długiego już przecież okresu badań eksperymentalnych w wymianie ciepła, a w szczególności w zagadnieniach przewodzenia ciepła, jak też w ciągu również długiego okresu eksploatacji rozmaitych urządzeń technicznych, w których przy dużych strumieniach cieplnych powinny występować zauważalne anomalie rozkładu temperatury. Jacq i jego współpracownicy tłumaczą to faktem [2], że w urządzeniach technicznych przewodzenie ciepła następuje najczęściej przez zanieczyszczone (np. utlenione) i nierówne powierzchnie ścianek metalowych, a w badaniach doświadczalnych w wymianie ciepła nie poświęcano dostatecznej uwagi dokładnemu pomiarowi temperatury samej powierzchni metalowej, który jest dość trudny. Uwagi te są na ogół słuszne, jakkolwiek nie można uważać je za całkowicie wyczerpujące.

Z powyższych względów wydaje się celowe eksperymentalne ustalenie, czy efekt Jacq'a może występować tylko w metalach, czy również i w dielektrykach (teoria Lucasa wydaje się nie wykluczać takiej możliwości) oraz czy efekt ten może występować także w ściankach metalowych o powierzchniach utlenionych, zanieczyszczonych lub szorstkich.

Należy podkreślić, że opisywany efekt nie został potwierdzony później przez innych eksperymentatorów oraz zagadnienie to nie było — jak się wydaje — opracowywane w dalszym ciągu przez Jacq'a; jednakże nie były również publikowane [6] — o ile wiadomo — doświadczenia kontrolujące badania Jacq'a i wskazujące na ewentualnie inną przyczynę otrzymywanych przez niego wyników. Wydaje się, że takie badania pozwalające w rezultacie otrzymać pozytywną albo negatywną ocenę efektu są konieczne.

Doświadczenia Jacq'a można na ogół uznać za poprawne, jakkolwiek na podstawie pracy [2] w stosunku do niektórych elementów tych doświadczeń można by wysunąć pewne zastrzeżenia.

Interesująca teoria Lucasa nie wydaje się opracowana w sposób całkowicie wyczerpujący. Na podstawie swojej (bardzo subtelnej i wnikliwej) teorii Kaiser otrzymał wyniki zastanawiająco zgodne z wynikami doświadczeń (całkowicie makroskopowych) Jacq'a.

Należy zwrócić uwagę, że teorie Lucasa i Kaisera — jakkolwiek tworzone w wyraźnym celu uzasadnienia zaobserwowanego już faktu doświadczalnego — można by z drugiej strony właściwie traktować jako teoretyczne przewidywanie tego zjawiska; potwierdzałoby to dodatkowo prawdziwość występowania efektu Jacq'a. Jednocześnie jednak należy podkreślić, że Kaiser i Lucas przedstawili teorie wyjaśniające ten sam efekt na podstawie zupełnie odmiennych mechanizmów procesu przewodzenia ciepła.

Znaczenie efektu Jacq'a w wymianie ciepła wydaje się bardzo istotne.

Przede wszystkim z punktu widzenia poznawczego ogranicza on stosowanie równania przewodzenia ciepła opartego na prawie Fouriera tylko do wnętrza ciała metalowego; natomiast w ograniczającej to ciało warstwie podpowierzchniowej proces przewodzenia ciepła opisywany byłby zupełnie innymi równaniami.

Następnie należy podkreślić, że w większości eksperymentalnych badań zjawisk wymiany ciepła temperatura powierzchni metalowych (najczęściej właśnie gładkich i względnie czystych) określana jest na podstawie ekstrapolacji pomiarów temperatur kilku punktów położonych wewnątrz ścianki, a zatem różniłaby się ona znacznie od temperatury powierzchni uwzględniającej efekt Jacq'a; dotyczy to zwłaszcza badań przy dużych natężeniach strumienia ciepła (na przykład wrzenie, intensywna konwekcja wymuszona itp.), w których poprawność wyznaczonych dotychczas pewnych parametrów cieplnych, współczynników i niektórych zależności mogłaby zostać zakwestionowana. W przypadku, gdyby efekt Jacq'a istotnie w prawdziwy sposób opisywał rzeczywisty proces przewodzenia ciepła, wiele obecnych pojęć dotyczących przenikania musiałoby ulec zmianie; część oporu termicznego przypisywana warstwie granicznej płynu należałoby przenieść do warstwy Jacq'a. Z drugiej strony, metody sondowania pola temperatury w warstwie granicznej płynu i oparte na nich teorie są obecnie na tyle rozwinięte, że zagadnienie to wydaje się bardzo dyskusyjne.

Wreszcie należy zwrócić uwagę na zasadnicze znaczenie, jakie mogłby mieć efekt Jacq'a przy wyjaśnieniu problemów związanych z termicznym oporem kontaktowym ciał stałych [7].

Reasumując powyższe uwagi dotyczące interesującego zjawiska odkrytego przez Jacq'a należałoby chyba — właśnie ze względu na jego znaczenie — traktować to zagadnienie bardzo ostrożnie i nie uważać go w chwili obecnej za całkowicie rozstrzygnięte.

Literatura cytowana w tekście

1. J. JACQ, M. CHATEAU, *Anomalie de la distribution de température dans les couches superficielles d'un solide*, *Compte Rendu de l'Academie des Sciences*, 255, 1961.
2. J. JACQ, *Anomalie de la distribution des températures dans les couches superficielles d'une paroi chauffée ou refroidie*, *Journées internationales de la transmission de la chaleur* — Juin 1961; Institut Français des Combustibles et de l'Energie, Paris 1961.
3. L. KAISER, *Essai d'une théorie électronique de l'effet Jacq*, *Revue Générale de Thermique*, 1962, 5.

4. R. LUCAS, *Théorie du phénomène d'anomalie de température dans les couches superficielles des matériaux*, Journées internationales de la transmission de la chaleur — Juin 1961, Institut Français des Combustibles et de l'Énergie, Paris 1961.
5. А. В. Лыков, *Теория теплопроводности*, ГИИТТИ, Москва 1952.
6. A. MISSEARD, *Conductivité thermique des solides, liquides, gaz et de leurs mélanges*, Editions Eyrolles, Paris 1965.
7. Я. Шлыков, Е. Ганин, *Контактный теплообмен*, Госэнергоиздат, Москва 1963.

Р е з ю м е

ЭФФЕКТ ЖАКА

В статье представлен обзор работ по исследованиям, связанным с эффектом жака.

Эффект Жака заключается в существовании аномалии распределения температур в поверхностном слое (толщиной порядка $100 \mu m$) металлической стенки; градиенты температур в этом слое не следуют закону теплопроводности Фурье. Представлены результаты экспериментальных исследований Ж. Жака, а также попытки теоретического объяснения этого явления на основе теории электронного газа в металлах (Кайсер) или гипотезе существования специального вида диффузии (встречный поток диффузии) в твердых телах (Люка).

Рассматривается значение эффекта Жака в теории теплообмена и подчеркивается дискуссионность этой проблемы.

S u m m a r y

THE JACQ'S EFFECT

A survey is given of the investigations concerned with the Jacq's effect.

The Jacq's is an anomaly of temperature distribution within thin sub-surface layer ($100 \mu m$) of the metal wall; the temperature gradients within this layer are not in accordance with Fourier's law of heat conduction. The results of experiments performed by Jacq and his attempts to interpret the phenomenon theoretically taking as a basis the theory of fluctuations of free-electron gas in metals (Kaiser) or a hypothesis of retrodiffusion in solids (Lucas) are described.

The importance of Jacq's effect in heat transfer has been dealt with and it has also been stressed that the problem provides forum for discussion.

POLITECHNIKA WARSZAWSKA
INSTYTUT TECHNIKI CIEPLNEJ

Praca została złożona w Redakcji dnia 26 czerwca 1967 r.
