

Ивана Д. Алексић*, **Ненад Д. Милошевић**

Лабораторија за термотехнику и енергетику,
Институт за нуклеарне науке „Винча”, Универзитет у Београду, Београд, Србија

Експериментално одређивање топлотне дифузивности цинка у опсегу од –20 до 400 °С

Оригинални научни рад
UDC: 546.47:536.24:621.375.826

Овај рад приказује експерименталне резултате титанске дифузивности цинка добијене применом ласерске импулсне методе. Резултати се односе на температурни опсег од –20 до 400 °С, температуре блиске тачки топљења цинка. Укупна проширена мерна несигурност добијених резултата је у опсегу од 1 до 2%.

Кључне речи: титанска дифузивност, титанска проводност, ласерска импулсна метода, цинк

Увод

Цинк је елемент из дванаесте групе периодичног система елемената и спада у групу прелазних метала. Иако веома распрострањен и коришћен, у стручној литератури нема довољно података о његовим термофизичким особинама у широком температурном опсегу, нарочито када је реч о топлотној дифузивности на температурама испод собне. Циљ овог рада је експериментално одређивање овог параметра у широком мерном опсегу, како на температурама испод собне, тако и на температурама блиском тачки топљења овог елемента.

Ради одређивања топлотне дифузивности цинка примењена је ласерска импулсна метода која се дуги низ година поред других експерименталних техника за испитивање различитих термофизичких материјала користи у Лабораторији за термотехнику и енергетику Института за нуклеарне науке „Винча”. Данас је у свету ласерска импулсна метода стандардна техника за испитивање топлотне дифузивности чврстих тела у широком температурном опсегу.

Експериментална метода

Основе ласерске импулсне методе је први поставио Паркер (W. J. Parker) са сарадницима [1], још 1961. године. Импулс зрачења из погодног извора се апсорбује на

* Одговорни аутор; електронска адреса: ivanaal@vinca.rs

предњем површинском слоју танког цилиндричног, хомогеног узорка. Из времена полураста температуре његове задње стране до половине своје максималне вредности одређује се топлотна дифузивност. За овај модел потребни су идеални услови, тј. бесконачно кратак импулс зрачења и топлотно изолован узорак, али како то у пракси није могуће остварити долази до одређених одступања експерименталних од теоријских резултата. Из тог разлога, ради одређивања што тачнијих вредности топлотне дифузивности из експерименталних сигнала потребно је узети у обзир и ефекте неиделаних почетних и граничних услова.

Основа импулсне методе заснива се на једначини нестационарног провођења топлоте [2, 3]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T \quad (1)$$

где је a топлотна дифузивност узорка која се испитује. Једначина (1) је апроксимација једначине нестационарног провођења топлоте где се пошло од претпоставке да топлотна проводност материјала узорка не зависи од температура, што се у импулсној методи може сматрати оправданим с обзиром на мале вредности промене температуре узорка након експеримента.

Ако се уведе претпоставка да је импулс енергије по јединици површине равномерно и тренутно апсорбован на малој дубини са предње стране топлотно изолованог танког узорка дебљине L , тада се нормализован израз за промену температуре задње стране узорка која је директна последица дифузије топлоте од предње ка задњој страни узорка може писати као:

$$V(L, t) = \frac{T(L, t) - T_0}{T(L, \infty) - T_0} = 1 - 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n e^{-n^2 \pi^2 a t / L^2} \quad (2)$$

Ако је у тренутку $t = t_{1/2}$ вредност функције $V(L, t) = 1/2$, тада се као решење једн. (2) добија једноставан израз за топлотну дифузивност узорка:

$$a = 0,1388 \frac{L^2}{t_{1/2}} \quad (3)$$

где је $t_{1/2}$ време полураста, тј., време које је потребно да сигнал порасте до једне половине вредности његовог максимума. На сл. 1. је приказана промена температуре задње стране узорка добијена из једн. (2).

Систематска одступања експерименталних сигнала од идеалног одзива се јављају највише услед ефеката коначног трајања ласерског импулса, топлотних губитака и неуниформности ласерског снопа.

Ефекат коначног трајања ласерског импулса долази до изражаја када је време полураста сигнала поредиво са временом трајања ласерског импулса. Овај ефекат изазива деформацију сигнала тако што ефективно продужава његово време полураста у односу на време које се добија у идеалном случају, где је трајање

ласерског импулса $\tau_p = 0$. Однос тачне a и измерене топлотне дифузивности a_m једнак је односу измереног времена полураста $t_{1/2m}$ и времена полураста у идеалном случају $t_{1/2}$.

$$\frac{a}{a_m} = \frac{t_{1/2m}}{t_{1/2}} = \frac{1}{c_\tau} \quad (4)$$

За правоугаони облик ласерског импулса, што је случај у овом раду, нумеричким прорачунима [4] је добијена приближна формула за израчунавање вредности коефицијента корекције услед коначног трајања ласерског импулса, c_τ :

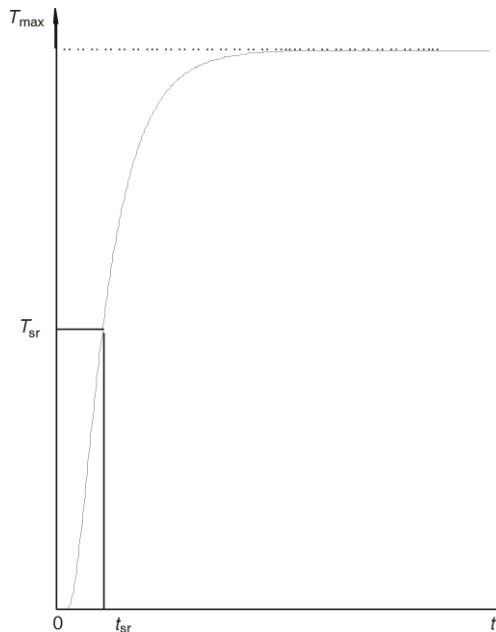
$$c_\tau = 0.5 \cdot 1 \cdot \sqrt{1 + 1.8444 \frac{\tau_p}{t_{1/2m}}} \quad (5)$$

Коришћењем овог израза и знајући вредност коначног трајања ласерског импулса, могуће је кориговати грешку проузроковану овим ефектом.

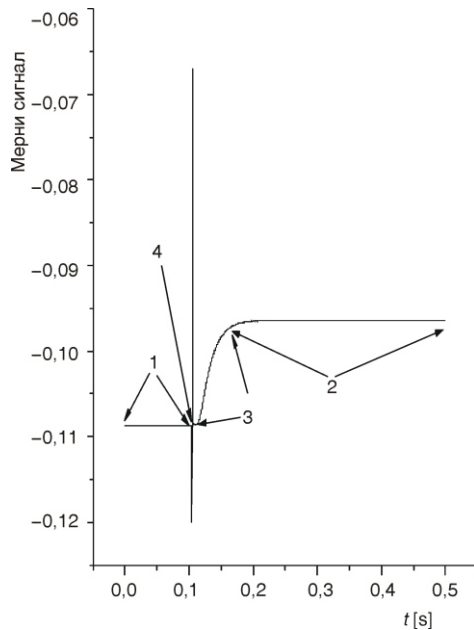
Ефекат топлотних губитака зрачењем се може занемарити код материјала са ниском емисивношћу и високом топлотном проводношћу и то уз помоћ погодног избора димензија самог узорка. Губици услед конвекције се занемарују јер се узорак налази у вакууму, док се губици услед кондукције минимизирају коришћењем посебних држача узорка тако да је контактни отпор између држача и узорка велики.

На високим температурама, међутим, губици услед зрачења се морају узети у обзир. Показује се да се повећањем губитака време полураста смањује, што уноси грешку у прорачун. Ако се за меру губитака узме Биотов број ($Bi = hL/\lambda = 0,7$, где је h – коефицијент размене топлоте зрачењем), измерено време полураста биће чак за 25% краће од времена полураста у случају без топлотних губитака [4]. У пракси се однос $V(L, 10t_{1/2})/V_{\max}$ који се израчунава директно са сигнала користи за израчунавање мера топлотних губитака зрачењем. Што је мањи овај однос губици су већи, што за последицу има мање време полураста у односу на случај без губитака. Упоредјујући измерене односе са теоријским, могуће је кориговати грешку која настаје услед ефекта топлотних губитака.

Ефекат неуниформности ласерског снопа такође утиче на вредност времена полураста и то у мери која зависи од карактеристика ласерског снопа и примењеног узорка. Расподела енергије унутар ласерског снопа у реалности никада није униформна, а самим тим и загревање предње површине узорка. У пракси се овај проблем ре-



Слика 1. Идеални температурни одзив задње стране узорка



Слика 2. Типичан облик експерименталног сигнала

шава оптичким методама хомогенизације ласерског снопа или налажењем оптималног положаја ласера тако да се предња страна узорка налази у најхомогенијем делу снопа. Што се карактеристика узорка тиче, што је материјал мање проводан, а дебљина већа, грешка услед овог ефекта се у пракси може занемарити.

На сл. 2 је приказан типичан облик експерименталног сигнала и означени су сегменти по којима се врши обрада резултата. Из првог сегмента се одређује референтни ниво сигнала V_{ref} и то налажењем средње вредности тог дела сигнала. Максимум одзива сигнала V_{max} се израчунава из другог сегмента и одговарајуће полиномске криве која најбоље описује тај део сигнала, док се време полураста $t_{1/2}$ одређује сличним путем из трећег сегмента сигнала. Најзад, почетни тренутак, t_0 , тј., почетак времена деловања ласерског снопа на узорак, налази се у четвртном делу сигнала.

Експериментални резултати

Топлотна дифузивност цинка испитивана је у условима вакуума ($4 \cdot 10^{-5}$ mbar) и на различитим стационарним температурама у опсегу од -20 до 400 °C. Мерења су обављана на узорку цинка облика танког диска произвођача „GOODFELLOW” и запреминске чистоће 99,99%. Узорак је прецизно механички обрађен по предњој и задњој страни тако да буду планпаралелне. Пречник узорка је био 10 mm, а дебљина након обраде $2,663 \pm 0,002$ mm. На обе површине узорка је нанесен танак слој колоидног графита, ради боље апсорпције ласерског импулса и веће емисивности задње стране узорка. Дебљина графитног слоја није прелазила 20 μm .

На свакој стационарној температури мерена су најмање три сигнала одзива. Сви сигнали су обрађивани коришћењем програмског пакета „ORIGIN”. Време полураста сигнала су била у опсегу од 20–30 ms. Како је време трајања ласерског импулса $\tau_p = 1$ ms, параметар c_τ је био у опсегу од 0,9784 до 0,9844. Имајући у виду једн. (4), грешке услед ефекта коначног трајања ласерског импулса су биле у опсегу од 2–3%.

Будући да су стационарне температуре мерења биле релативно ниске, топлотни губици услед зрачења нису били значајни. Исто тако, утицај неуниформности ласерског снопа је минимизиран подешавањем положаја ласерског снопа у односу на узорак. Из овог разлога, корекције услед ефекта топлотних губитака и ефекта не-

униформности су биле занемарљиве у односу на корекцију услед коначног трајања ласерског импулса.

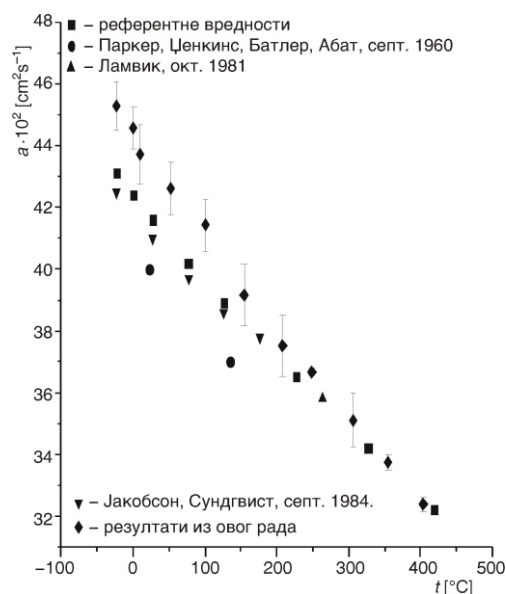
У табл. 1. је приказан избор релевантних вредности добијених резултата на различитим стационарним температурама. У првој колони су дате референтне вредности температуре, у другој колони су дате измерене вредности полураста експерименталних резултата, у трећој колони су дате израчунате вредности дифузивности, у четвртој колони су дате вредности корекционих фактора рачунатих по једн. (5), док су у петој и шестој колони приказане вредности полураста и дифузивности цинка узимајући у обзир ефекат трајања ласерског снопа.

Вредности топлотне дифузивности цинка добијене су применом једн. (3). Грешка услед мерења дебљине узорка била је 0,05%, док је грешка услед одређивања почетног тренутка била 0,4%. Укупна проширена мерна несигурност топлотне дифузивности се у датом температурном опсегу кретала од 1–2%.

На сл. 3. су приказане усредњене вредности топлотне дифузивности цинка заједно са осталим вредностима преузетим из литературе [5–7]. На сл. 3 се види да су резултати мерења из овог рада нешто виши од литературних, нарочито на нижим температурама. Међутим, имајући у виду да су препоручене вредности топлотне дифузивности цинка дате са несигурношћу од 5% [7], добијени резултати улазе у очекивани опсег мерне несигурности. На вишим температурама се актуелне и препоручене вредности готово и преклапају.

Таблица 1. Корекција топлотне дифузивности цинка услед ефеката коначног трајања ласерског импулса

T_{ref} [°C]	$t_{1/2m}$ [ms]	a_m [cm ² s ⁻²]	c_τ	$t_{1/2}$ [ms]	a [cm ² s ⁻²]
-23,2	21,80	0,4530	0,9784	22,28	0,4630
0,5	22,15	0,4457	0,9878	22,63	0,4554
9,6	22,50	0,4387	0,9790	22,98	0,4481
53,1	23,00	0,4292	0,9795	23,48	0,4382
100,8	24,00	0,4114	0,9804	24,48	0,4196
155,5	25,00	0,3949	0,9812	25,48	0,4019
212,2	27,70	0,3557	0,9830	28,18	0,3619
248,7	26,75	0,3691	0,9824	27,23	0,3757
305,9	28,00	0,3495	0,9832	28,48	0,3555
355,5	29,25	0,3375	0,9840	29,73	0,3430
404,1	30,00	0,3237	0,9844	30,48	0,3288



Слика 3. Поређење добијених вредности топлотне дифузивности цинка преузетих из [5–7]

Закључак

Будући да у доступној литератури нема много експерименталних података за топлотну дифузивност цинка, допринос, овог рада је како у новим вредностима ове мерне величине, тако и у широком температурном опсегу који је до сада ретко примењиван у експериментима.

Приказани резултати показују добру сагласност са препорученим теоријским подацима из литературе. Међутим, због ограничености температурних опсега осталих експерименталних података, само се делимично може вршити њихово поређење са резултатима овог истраживања.

Литература

- [1] Parker, W. J., *et. al*, Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity and Thermal Diffusivity, *Journal of Applied Physics*, 32 (1961), 9, 1679-1684
- [2] ***, Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods, Recommended Measurement Techniques and Practices (Eds. K. D. Maglič, A. Cezairliyan, V. E. Peletsky), Plenum Press, New York and London, Vol. 2, 1992
- [3] ***, Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods, Recommended Measurement Techniques and Practices, (Eds. K. D. Maglič, A. Cezairliyan, V. E. Peletsky), Plenum Press, New York and London, Vol. 1, 1984
- [4] Милошевић, Н., Допринос повећању тачности одређивања температурне проводности чврстих материјала ласерско импулсном методом, Магистарски рад, Електротехнички факултет, Универзитет у Београду, Београд, 1999.
- [5] Jacobsson, P., Sundqvist, B., Thermal Conductivity and Lorenz Function of Zinc under Pressure, *International Journal of Thermophysics*, 17 (1985), 4, 103-109
- [6] Jacobsson, P., Sundqvist, B., Thermal Conductivity and Lorenz Function of Zinc under Pressure, *International Journal of Thermophysics*, 9 (1988), 4, 577-585
- [7] Touloukian, Y. S., *et. al.*, Thermal Diffusivity, The TPRC Data Series – Thermal Diffusivity, IFI/ Plenum, New York-Washington, Vol. 10, 1973, 216-219

Abstract

**Experimental Data on Zinc Thermal
Diffusivity from –20 to 400 °C**

by

Ivana D. ALEKSIĆ and Nenad D. MILOŠEVIĆ

**Laboratory for Thermal Engineering and Energy,
Vinča Institute of Nuclear Sciences, University of Belgrade, Belgrade, Serbia**

This work presents experimental data on thermal diffusivity of zinc obtained by using the laser flash method in the temperature range from –20 to 400 °C. Total expanded measurement uncertainty of presented results lies between 1 and 2%.

Key words: thermal diffusivity, thermal conductivity, laser flash method, zink

* Corresponding author; e-mail: ivanaal@vinca.rs

Рад примљен: 15. јуна 2010.
Рад ревидиран: 28. септембра 2010.
Рад прихваћен: 1. октобра 2010.