

# Bezwładność cieplna chondrytu Jezersko w powietrzu i próżni. Wpływ temperatury

## Thermal inertia of Jezersko chondrite in air and vacuum. Effect of temperature

Marian A. Szurgot

Centrum Nauczania Matematyki i Fizyki Politechniki Łódzkiej

**STRESZCZENIE:** Bezwładność cieplną ( $I$ ) chondrytu Jezersko (H4 S2/3 W2) określono na podstawie danych literaturowych dotyczących ciepła właściwego, przewodności cieplnej i gęstości objętościowej. Wykazano, że bezwładność cieplna tego meteorytu wynosi 2384 tiu ( $\text{tiu} = \text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{s}^{-1/2}$ ) w temperaturze pokojowej (300 K), a 2024 tiu w temperaturze 200 K w powietrzu pod normalnym ciśnieniem. W warunkach próżni bezwładność cieplna meteorytu Jezersko wynosi 1802 tiu w temperaturze 300 K i 1533 tiu w temperaturze 200 K. Bezwładność cieplna chondrytu Jezersko jest zbliżona do wartości bezwładności cieplnej chondrytu Covert H5 (2450 tiu w powietrzu, 1850 tiu w próżni w temperaturze pokojowej), chondrytu Slovak H5 (2530 tiu w powietrzu, 1930 tiu w próżni w temperaturze pokojowej), chondrytu Lumpkin L6 (1567 tiu w 200 K w próżni), chondrytu Pułtusk H5 (1775 tiu w 300 K, 1521 tiu w 200 K w próżni), chondrytu Metsäkylä H4 (2360 tiu w powietrzu, a 1590 tiu w próżni w temperaturze pokojowej), chondrytu Y-74191 L3 (1795 tiu w 300 K, 1511 tiu w 200 K w próżni), chondrytu Y-74647 H4 (1704 tiu w 300 K, 1443 tiu w 200 K w próżni), chondrytu Y-74156 H4 (1969 tiu w 300 K, 1706 tiu w 200 K w próżni) i jest zbliżona do średniej wartości bezwładności cieplnej 11 chondrytów grupy H: 2570 ( $\pm 224$ ) tiu w powietrzu pod ciśnieniem 1 atm, a nieco niższej bezwładności cieplnej, wynoszącej 2053 ( $\pm 388$ ) tiu, w próżni w temperaturze pokojowej (296 K). Bezwładność cieplna meteorytu Jezersko przewidywana dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm jako ośrodka wypełniającego pory meteorytu jest dla tej samej temperatury około 1,32 razy większa niż bezwładność cieplna przewidywana dla ośrodka, którym jest próżnia. Stosunek bezwładności cieplnej określanej w powietrzu do bezwładności cieplnej określanej dla próżni jest dla meteorytu Jezersko dla każdej temperatury równy 1,323. Wartość tego stosunku jest zbliżona do stosunku określonego dla chondrytu Covert H5 (1,324) oraz chondrytu Slovak H5 (1,311) i jest zbliżona do średniej wartości tego stosunku dla 11 chondrytów grupy H: 1,28 ( $\pm 0,18$ ) w temperaturze pokojowej ( $\sim 300$  K). Stosunek bezwładności cieplnej w temperaturze 300 K do bezwładności cieplnej w temperaturze 200 K znajduje się dla meteorytu Jezersko w zakresie 1,175–1,178, zarówno dla powietrza, jak i dla próżni, i jest zbliżony do stosunku wyznaczonego dla chondrytów: Gladstone H5 (1,185), Kunashak L6 (1,186), Leeday A L6 (1,186), Leeday B L6 (1,183), Pułtusk H5 (1,167), i mieści się w zakresie określonym dla nieantarktycznych chondrytów typu H w próżni (zakres 1,10–1,19, a średnia dla czterech chondrytów zwyczajnych: 1,14 ( $\pm 0,04$ )). Dane Yomogidy i Matsuiego (1983) pozwoliły ustalić funkcję dopasowania dla zależności temperaturowej bezwładności cieplnej  $I(T)$  dla grupy chondrytów zwyczajnych, w szczególności chondrytów: Gladstone H6 oraz chondrytu antarktycznego Y-74191 L3, a także przewidzieć funkcję dopasowania zależności temperaturowej bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko H4 dla dwóch ośrodków wypełniających wnętrze meteorytu: dla próżni oraz dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm. Zależność temperaturową bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko określonej dla próżni oraz dla powietrza pod normalnym ciśnieniem można dopasować za pomocą funkcji wykładniczej typu  $I(T) = A \cdot \exp(-C \cdot T) + B$ , gdzie  $T$  jest temperaturą w skali bezwzględnej [K], natomiast  $A$ ,  $B$  i  $C$  są stałymi. Wartości stałych  $A$ ,  $C$  i  $B$  równania  $I(T)$  dla chondrytu Jezersko są porównywalne ze stałymi dla dwóch chondrytów: Gladstone H6 oraz Y-74191 L3. Dla chondrytu zwyczajnego Jezersko H4 określono następujące wartości stałych: (i) dla próżni:  $A_{\text{vacuum}} = -2444$ ,  $B_{\text{vacuum}} = 1920$  oraz  $C_{\text{vacuum}} = 0,01008$  (RMSE = 12), a (ii) dla powietrza pod normalnym ciśnieniem wartości stałych:  $A_{\text{air}} = -3357$ ,  $B_{\text{air}} = 2540$  i  $C_{\text{air}} = 0,01008$  (RMSE = 14, ang. *root mean square error*, błąd średni kwadratowy). Wykorzystując eksponencjalną funkcję dopasowania  $I(T)$ , obliczono wartości  $I$  dla trzech meteorytów: Jezersko H4, Gladstone H6 i Y-74191 L3 dla różnych temperatur z zakresu 100–500 K. Uzyskano dobrą zgodność pomiędzy wartościami bezwładności cieplnej otrzymanymi na podstawie danych eksperymentalnych dotyczących przewodności cieplnej, gęstości objętościowej oraz ciepła właściwego a wartościami bezwładności cieplnej przewidywanymi na podstawie funkcji  $I(300)(T)$ . Przewidywane wartości bezwładności cieplnej dla materii meteorytu Jezersko przy zastosowaniu funkcji  $I(T)$  są następujące:  $I(100 \text{ K}) = 1169$  tiu,  $I(200 \text{ K}) = 2040$  tiu,  $I(300 \text{ K}) = 2357$  tiu,  $I(400 \text{ K}) = 2473$  tiu,  $I(500 \text{ K}) = 2516$  tiu dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm oraz  $I(100 \text{ K}) = 882$  tiu,  $I(200 \text{ K}) = 1541$  tiu,  $I(300 \text{ K}) = 1782$  tiu,  $I(400 \text{ K}) = 1870$  tiu i  $I(500 \text{ K}) = 1902$  tiu dla próżni. Wykorzystanie funkcji  $I(T)$  prowadzi do nieco mniejszych, ale praktycznie jednakowych dla obu ośrodków wartości stosunku  $I(300)/I(200)$ : 1,156 dla próżni i 1,155 dla powietrza niż te otrzymane bezpośrednio ze wzoru definiującego  $I$ . Stosując nowo odkrytą

Autor do korespondencji: M.A. Szurgot, e-mail: [maszurgot@gmail.com](mailto:maszurgot@gmail.com)

Artykuł nadesłano do Redakcji: 12.02.2024 r. Zatwierdzono do druku: 06.06.2024 r.

zależność liniową pomiędzy porowatością chondrytów zwyczajnych a ich bezwładnością cieplną, uzyskano dla chondrytu Jezersko wartości  $\Gamma$ : 1582 tiu w 200 K oraz 1786 tiu w 300 K w próżni, zgodne z przewidywaniem opartym na równaniu definiującym bezwładność cieplną. Prezentowane wyniki badań wskazują, że bezwładność cieplna chondrytu Jezersko mieści się w zakresie wartości bezwładności cieplnej materii dwóch grup chondrytów zwyczajnych – grupy H oraz grupy L i jest reprezentatywna dla grupy H, a funkcja wykładnicza opisuje zadowalająco zależność temperaturową bezwładności cieplnej  $\Gamma(T)$  chondrytów Jezersko H4, Gladstone H6 oraz Y-74191 L3.

Słowa kluczowe: bezwładność cieplna, chondryt Jezersko, chondryty zwyczajne.

**ABSTRACT:** Thermal inertia ( $\Gamma$ ) of the Jezersko chondrite (H4 S2/3 W2) was determined using literature data on specific heat thermal conductivity, and bulk density. It was shown that thermal inertia of the Jezersko meteorite is 2384 tiu ( $\text{tiu} = \text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{s}^{-1/2}$ ) at room temperature (300 K) and 2024 tiu at 200 K in air at normal pressure. Under vacuum conditions, the thermal inertia of the Jezersko meteorite is 1802 tiu at 300 K and 1533 tiu at 200 K. The thermal inertia of the Jezersko chondrite is close to  $\Gamma$  values of the Covert H5 chondrite (2450 tiu in air, 1850 tiu in vacuum at room temperature  $RT$ ), Slovak H5 chondrite (2530 tiu in air, 1930 tiu in vacuum at  $RT$ ), Lumpkin L6 chondrite (1567 tiu at 200 K in vacuum), Pułtusk H5 chondrite (1775 tiu at 300 K, 1521 tiu at 200 K in vacuum), Metsakyla H4 chondrite (2360 tiu in air, 1590 tiu in vacuum at  $RT$ ), Y-74191 L3 chondrite (1795 tiu at 300 K, 1511 tiu at 200 K in vacuum), Y-74647 H4 chondrite (1704 tiu at 300 K, 1443 tiu at 200 K in vacuum), Y-74156 H4 chondrite (1969 tiu at 300 K, 1706 tiu at 200 K in vacuum), and is close to the mean value for eleven H chondrites:  $2570 \pm 220$  tiu in air at 1 atm, and  $2053 \pm 388$  tiu in vacuum at room temperature ( $\sim 300$  K). The thermal inertia of the Jezersko meteorite predicted for air at 1 atm is about 1.32 times larger than thermal inertia predicted for vacuum at the same temperature. The ratio of thermal inertia in air to thermal inertia in vacuum for the Jezersko meteorite is equal to 1.323 at any temperature. This value is close to the ratio for the Covert H5 chondrite (1.324), Slovak H5 (1.311) chondrite, and is close to the mean value for the ratios for eleven H chondrites:  $1.28 \pm 0.18$  at room temperature ( $\sim 300$  K). The ratio of thermal inertia at 300 K to that at 200 K for the Jezersko meteorite ranges from 1.175 to 1.178 for both air and vacuum, This is close to the ratios for the Gladstone H6 (1.185), Kunashak L6 (1.186), Leeday A L6 (1.186), Leeday B L6 (1.183), Pułtusk H5 (1.167) chondrites, and falls within the range determined for non-Antarctic H type chondrites in vacuum (range 1.10–1.19, with a mean for four ordinary chondrites of  $1.14 \pm 0.04$ ). Using data from Yomogida and Matsui (1983),  $\Gamma(T)$  fits were established for the Gladstone H6 and Y-74191 L3 chondrites and for predicting  $\Gamma(T)$  fit for the Jezersko chondrite in vacuum and air at 1 atm. The temperature dependence of the thermal inertia of the Jezersko chondrite in vacuum and in air at normal pressure can be fit by a normal exponential function:  $\Gamma(T) = A \cdot \exp(-C \cdot T) + B$ , where  $T$  is an absolute temperature [K], and  $A$ ,  $B$  and  $C$  are constants. Values of constants  $A$ ,  $C$ , and  $B$  of  $\Gamma(T)$  equation for the Jezersko chondrite are comparable with the constants for the Gladstone H6 and Y-74191 L3 chondrites. For the Jezersko in vacuum:  $A_{\text{vacuum}} = -2444$ ,  $B_{\text{vacuum}} = 1920$ , and  $C_{\text{vacuum}} = 0.01008$  (RMSE = 12), and for air at normal pressure:  $A_{\text{air}} = -3357$ ,  $B_{\text{air}} = 2540$ , and  $C_{\text{air}} = 0.01008$  (Root mean square error RMSE = 14). Using  $\Gamma(T)$  exponential fit function,  $\Gamma$  values for various temperatures in the temperature range of 100–500 K were calculated for the Jezersko, Gladstone, and Y-74191 meteorites. Good agreement was obtained between the thermal inertia values obtained from experimental data on thermal conductivity, bulk density, and specific heat, and the thermal inertia values predicted based on the  $\Gamma(T)$  function. The predicted thermal inertia values for the Jezersko chondrite matter using  $\Gamma(T)$  are as follows:  $\Gamma(100 \text{ K}) = 1169$  tiu,  $\Gamma(200 \text{ K}) = 2040$  tiu,  $\Gamma(300 \text{ K}) = 2357$  tiu,  $\Gamma(400 \text{ K}) = 2473$  tiu,  $\Gamma(500 \text{ K}) = 2516$  tiu for air at 1 atm, and  $\Gamma(100 \text{ K}) = 882$  tiu,  $\Gamma(200 \text{ K}) = 1541$  tiu,  $\Gamma(300 \text{ K}) = 1782$  tiu,  $\Gamma(400 \text{ K}) = 1870$  tiu, and  $\Gamma(500 \text{ K}) = 1902$  tiu for vacuum. The  $\Gamma(T)$  function results in approximately 2% smaller values of the  $\Gamma(300)/\Gamma(200)$  ratio than those determined by  $\Gamma$  definition: 1.156 for vacuum and 1.155 for air. Both values are, as previously, nearly the same for both media. Using the recently discovered linear relationship between the porosity of ordinary chondrites and their thermal inertia, values of  $\Gamma$ : 1582 tiu at 200 K and 1786 tiu at 300 K in vacuum were obtained for the Jezersko chondrite, consistent with predictions based on the thermal inertia equation. Presented data indicate that the thermal inertia of the Jezersko chondrite is within the range of both group H and L groups of ordinary chondrites, and is representative of the H group. The exponential function satisfactorily describes temperature dependence of thermal inertia  $\Gamma(T)$  of the Jezersko (H4) and some other ordinary chondrites.

Key words: thermal inertia, Jezersko chondrite, ordinary chondrites.

## Wstęp

Chondryty należą do grupy meteorytów, które powstały w początkach formowania Układu Słonecznego. Zawierają zapis ewolucji naszego układu planetarnego, a analiza ich pierwiastków i minerałów oraz właściwości fizycznych dostarcza wiedzy o historii, ewolucji i przeobrażeniach materii Wszechświata.

Meteoryt Jezersko należy do badanych od niedawna skał pozaziemskich. Chondryt ten znaleziono w roku 1992 w paśmie górskim Karawanki w Słowenii. Jezersko został sklasyfikowany jako średnio zszokowany S2(3) chondryt zwyczajny H4

o umiarkowanym stopniu zwietrzenia W2 (Miler et al., 2014). Dotychczasowe zainteresowania autora obejmowały średni ciężar atomowy, średnią liczbę porządkową, średni ciężar cząsteczkowy oraz gęstość ziaren meteorytu Jezersko, a także wpływ stopnia zwietrzenia skały na jej średni ciężar atomowy, stosunek atomowy Fe/Si oraz gęstość ziaren (Szurgot, 2019, 2020). Badania autora objęły również właściwości termofizyczne (Szurgot, 2020, 2021a) oraz skład modalny tego chondrytu (Szurgot, 2022). Jezersko należy do tej samej grupy chondrytów zwyczajnych co chondryt Pułtusk – spadły ponad 150 lat temu i nadal są intensywnie badane (Krzysińska, 2016, 2017; Przylibski i Łuszczek, 2018).

Celem prezentowanych badań było przewidywanie bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko w dwóch ośrodkach: w próżni i w powietrzu oraz przewidywanie zależności temperaturowej bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko i niektórych innych chondrytów zwyczajnych należących do tej samej grupy H. Ciepłu właściwemu, objętościowej pojemności cieplnej, ciepłu atomowemu, przewodności cieplnej i dyfuzyjności cieplnej chondrytu Jezersko były poświęcone wcześniejsze prace (Szurgot, 2020, 2021a). Wyniki tam opublikowane zostały wykorzystane w niniejszej pracy do obliczeń i analizy bezwładności cieplnej Jezersko. Przeprowadzono także analizę wyników literaturowych bezwładności cieplnej wielu innych chondrytów zwyczajnych.

### Parametry termofizyczne skał

Bezwładność cieplna jest jedną z ważniejszych wielkości termofizycznych stosowanych do charakterystyki materiałów ziemskich oraz materiałów pozaziemskich: meteorytów i ich ciał macierzystych – planetoid i planet. Jest ona miarą oporu materii na zmiany temperatury, zmiany dzienne i sezonowe.

Bezwładność cieplna  $\Gamma$  danej substancji jest definiowana jako pierwiastek kwadratowy z iloczynu przewodności cieplnej  $K$  [W/(m · K)], gęstości objętościowej  $db$  [kg/m<sup>3</sup>] i ciepła właściwego  $C_p$  [J/(kg · K)], zgodnie ze wzorem (Cambioni et al., 2019):

$$\Gamma = (K \cdot db \cdot C_p)^{1/2} \quad (1)$$

Jednostką bezwładności cieplnej w układzie SI jest J · m<sup>-2</sup> · K<sup>-1</sup> · s<sup>-1/2</sup>, od 2006 roku oznaczane przez niektórych badaczy jako tiu (ang. *thermal inertia unit*) (Putzig, 2006; Putzig i Mellon, 2007a, 2007b; Cambioni et al., 2022) lub jako TIU (Okada, 2016). Bezwładność cieplną, której przypisuje się również symbole  $I$  lub  $P$ , można określić poprzez pojemność cieplną  $C$  [J/(m<sup>3</sup> · K)] definiowaną jako iloczyn gęstości objętościowej i ciepła właściwego:

$$C = db \cdot C_p \quad (2)$$

wtedy:

$$\Gamma = (K \cdot C)^{1/2} \quad (3)$$

Materiały o dużej gęstości, dużym cieple właściwym, a więc i dużej pojemności cieplnej wykazują dużą bezwładność cieplną i większe opóźnienie, a te o niskiej pojemności cieplnej i niskiej przewodności cieplnej – małą bezwładność cieplną i mniejsze opóźnienie czasowe. Niska bezwładność cieplna prowadzi do dobowego cyklu temperaturowego o wysokiej amplitudzie i dużego kontrastu temperaturowego pomiędzy dniem i nocą, a wysoka bezwładność cieplna – do spłaszczonego dobowego cyklu temperaturowego i małego kontrastu temperaturowego pomiędzy dniem i nocą (de Kleer et al., 2021).

Materiały używane w budynkach pozwalają na utrzymanie stabilnej temperatury w ciągu dnia w przestrzeni mieszkalnej. Latem materiały o dużej bezwładności cieplnej pochłaniają ciepło w ciągu dnia, stopniowo je magazynują, następnie rozpraszają w ciągu nocy, przy czym typowe opóźnienie ciepłe jest rzędu kilku godzin. Nad ranem materiał obniża swoją temperaturę i w kolejnym cyklu pochłania ciepło w ciągu dnia, a emituje ciepło w ciągu nocy. Przykładowe wartości bezwładności cieplnej różnych materiałów, także materiałów wykorzystywanych w budownictwie, w temperaturze pokojowej wynoszą: 996 tiu – cegła, 1503 tiu – beton, 330 tiu – drewno (tarcica), 328 tiu – płyta gipsowa, 1485 tiu – szkło, 71 tiu – wełna mineralna, 1500 tiu – woda, 2400 tiu – lód (0°C), 5,6 tiu – powietrze, 600 tiu – gleba piaszczysta sucha, 1800 tiu – kamienie, 2500 tiu – bazalt, 2600 tiu – granit, 2400 tiu – marmur, 330 tiu – pumeks, 47 tiu – styropian i 17 000 tiu – żelazo (Mueller, 2007; Taylor, 2020).

Według danych zebranych przez Okadę (2016), Okadę et al. (2017) oraz Delbo et al. (2007) bezwładność cieplna bardzo drobnoziarnistych materiałów (regolit na Ceres) jest mniejsza niż 30 tiu, drobnoziarnistego piasku (rozmiar <0,1 mm), np. regolitu księżycowego, wynosi 40–60 tiu, piasku ~1 mm (gleba Erosa): 100–200 tiu, kamyków ~1 cm (teren równiny na Itokawie): 200–400 tiu, skał i brekcji ~10 cm: 300–400 tiu, głazów i fragmentów skał o rozmiarach <1 m (teren wyboisty na Itokawie): 400–1000 tiu, skał porowatych: ~1000 tiu, skał o wysokiej porowatości: 1000–2000 tiu, skał gęstych, litych: >2000 tiu.

W budownictwie występuje wielkość określana jako masa termiczna lub masa cieplna (Golański, 2011). Masę termiczną definiuje się jako iloczyn gęstości objętościowej i ciepła właściwego, a to oznacza, że jest tożsama z pojemnością cieplną. Przykładowe wartości masy termicznej różnych materiałów mierzonej w MJ/(m<sup>3</sup> · K) są następujące: stal: 3,1–3,74; woda: 4,18; szkło: 2–2,1; kamień: 2,03; beton: 1,94–2,00; granit: 2,3; cegła: 1,36; mur ceglany: 2,1; płyta gipsowa: 0,84; drewno tarcica: 0,78; pustaki: 0,70; izolacyjne włókno mineralne: 0,25; wełna mineralna: 0,13; powietrze: 0,0012 (Minkinia, 2004; Golański, 2011). Obecność wody w glebie wpływa na jej pojemność cieplną i bezwładność cieplną. Gleba piaszczysta sucha ma pojemność cieplną 1,28 MJ/(m<sup>3</sup> · K), a nasycona wodą wykazuje ponad dwukrotnie większą pojemność: 2,96 MJ/(m<sup>3</sup> · K) (Golański, 2011).

Wielkość okruchów skalnych i obecność pustych przestrzeni w skale – silnie zmieniają bezwładność cieplną materiału. W przypadku regolitu księżycowego, marsjańskiego i planetoidalnego oraz osadowych skał ziemskich rozmiar okruchów skalnych, ich granulacja i populacja decydują o efektywnej wartości  $\Gamma$  powierzchniowej warstwy ciała niebieskiego. Globalną, uśrednioną wartość bezwładności cieplnej materiału tworzącego

warstwę powierzchniową planetoidy  $\Gamma_{bulk}$  można określić, wykorzystując dwa główne składniki stanowiące powierzchniowy materiał skalny planetoidy i planety: drobnoziarnisty regolit oraz glazy i bloki skały litej (Cambioni et al., 2019):

$$\Gamma_{bulk} = \Gamma_{compact\ rock} \cdot RA + \Gamma_{fine\ regolith} \cdot (1 - RA) \quad (4)$$

gdzie: czynnik  $RA$  oznacza udział procentowy skały litej, a czynnik  $(1 - RA)$  udział regolitu w materiale warstwy powierzchniowej planetoidy, natomiast  $\Gamma_{compact\ rock}$  to bezwładność cieplna skały litej (~1000 tiu), a  $\Gamma_{fine\ regolith}$  to bezwładność cieplna regolitu (~150 tiu) (Cambioni et al., 2019). Badania Cambioniego et al. dotyczące planetoidy Itokawa pokazały, że uśredniona bezwładność cieplna powierzchni tej planetoidy wynosi 750 tiu, populacja glazów skalnych wynosi na niej 85%, a średni rozmiar cząstek regolitu jest rzędu 10 mm.

Bezwładność cieplna jest miarą odpowiedzi cieplnej materiału na dobowy cykl ogrzewania (Fenton et al., 2003) i powolności tempa, w jakim temperatura ciała przybliży się do temperatury otoczenia. Luźne, drobnoziarniste osady, o małej bezwładności cieplnej, tracą ciepło szybko i obniżają swoją temperaturę krótko po zachodzie słońca. Osady bardziej skonsolidowane i materiały gruboziarniste: piasek, żwir, otoczaki i skała macierzysta, dzięki większej retencji ciepła i większej bezwładności cieplnej, wykazują słabsze dobowe ekstrema temperaturowe. W przypadku tych samych materiałów o różnej granulacji i w tych samych warunkach fizycznych bezwładność cieplna może być stosowana do oceny średniej wielkości ziaren (Fenton et al., 2003). Dla piasku bazaltowego tworzącego ciemne wydmy w kraterze Proctora, znajdującym się w południowych wyżynach Marsa, wyznaczono następujące wartości  $\Gamma$  dla ciśnienia atmosferycznego 5 mbar: 417–580 tiu – kamyki (średnica 4–16 mm); 353–417 tiu – ziarna (2–4 mm); 300–353 tiu – piasek bardzo gruboziarnisty (1–2 mm); 254–300 tiu – piasek gruboziarnisty (0,5–1 mm); 182–215 tiu – piasek drobnoziarnisty (0,12–0,25 mm); 131–155 tiu – muł (31–63  $\mu\text{m}$ ); 95–112 tiu – drobny muł (8–16  $\mu\text{m}$ ); <80 tiu – glina (<4  $\mu\text{m}$ ) (Fenton et al., 2003).

Na podstawie danych dostarczonych przez Thermal Emission Spectrometer obliczono, że uśredniona bezwładność cieplna materiału ciemnych wydym wyżyn południowych Marsa wynosi 277 tiu, a efektywny rozmiar ziaren wynosi 740  $\mu\text{m}$  (Fenton et al., 2003). Dane zdalne zebrane przez system THEMIS (Thermal Emission Imaging System) pokazały, że bezwładność cieplna gleby Marsa w miejscu lądowania sondy INSIGHT wynosi 166 tiu (Ciazela et al., 2023).

Pomiary właściwości fizycznych: gęstości, ciepła właściwego i przewodności cieplnej prowadzone na małych

próbkach, a służące do wyznaczenia bezwładności cieplnej materiałów ziemskich i pozaziemskich, także na próbkach materiałów pozyskanych w różnych misjach kosmicznych: Apollo, OSIRIS-REx i Hayabusa 2, są wykonywane w warunkach laboratoryjnych na Ziemi, a niektóre dokonywane przez instrumenty umieszczone w teleskopach kosmicznych, w pojazdach kosmicznych i lądownikach. Od kilkudziesięciu lat rejestrujemy i wykorzystujemy dane zdalne, rejestrowane z przestrzeni kosmicznej z większych odległości i z większych obszarów danego obiektu. Dane dotyczą składu chemicznego, składu mineralnego i różnych wielkości fizycznych, m.in. temperatury i emitowanego strumienia cieplnego.

Określenie bezwładności cieplnej jest możliwe dzięki rejestrowaniu promieniowania elektromagnetycznego, głównie strumienia cieplnego emitowanego przez dany region Ziemi czy innej planety lub planetoidy za pomocą odbiorników podczerwieni i odbiorników światła widzialnego umieszczonych w satelitach, w pojazdach wysłanych na obce ciała niebieskie, czy promieniowania odbieranego przez obserwatoria ziemskie, także promieniowania radiowego, m.in. za pomocą radiointerferometru ALMA, rejestrującego fale milimetrowe i submilimetrowe. Wykorzystanie tych danych wymaga użycia zaawansowanych metod modelowania matematycznego oraz precyzyjnego modelu termofizycznego badanego obiektu kosmicznego (Price, 1977, 1985; Spencer, 1990; Xue i Cracknell, 1995; Cracknell i Xue, 1996; Lagerros, 1998; Mueller, 2007; Harris i Drube, 2016; MacLennan i Emery, 2021).

Wielkościami fizycznymi określanymi na podstawie danych teledetekcyjnych rejestrujących dobowe cykle temperaturowe Marsa, innych planet oraz planetoid są: pozorna bezwładność cieplna ( $ATI$ ) oraz różnicowa, pozorna bezwładność cieplna ( $DATI$ ) (Ciazela et al., 2021, 2023). Pozorna bezwładność cieplna  $ATI$  została wprowadzona przez Price'a (1977, 1985), który rozwinął model wykorzystujący parametry mierzone zdalnie.  $ATI$  nie wymaga dodatkowego modelowania i jest określona przez wyrażenie:

$$ATI = (1 - A)/\Delta T \quad (5)$$

gdzie:  $A$  – albedo Lamberta, a  $\Delta T$  – dobowa różnica temperatur występująca pomiędzy dniem i nocą (Ciazela et al., 2021, 2023).  $ATI$  jest wprost proporcjonalna do  $\Gamma$ , a zależność pomiędzy  $ATI$  i  $\Gamma$  według Price'a (1985) jest dana poprzez wyrażenie:

$$ATI = \alpha \cdot \Gamma + \beta \quad (6)$$

gdzie:  $\alpha$  – współczynnik skalowania, a współczynnik  $\beta$  jest zależny od wilgotności atmosfery, który dla suchego klimatu, np. klimatu Marsa, może być pominięty (Ciazela et al., 2021, 2023). Określenie pozornej bezwładności cieplnej  $ATI$  wymaga znajomości temperatur w południe i o północy, natomiast określenie różnicowej, pozornej bezwładności cieplnej  $DATI$



wymaga znajomości wartości ekstremalnych temperatur: maksimum i minimum określanych w krótszym przedziale czasowym – rano i w południe (Ciazela et al., 2021; 2023).

Z danych orbitalnych zebranych podczas przelotów satelitów czy stacji orbitalnych nad określonymi terenami lub uzyskanych z obserwatoriów naziemnych i teleskopów kosmicznych tworzone są mapy rozkładu bezwładności cieplnej: Ziemi (Price, 1977; Carlson et al., 1981; Ramakrishnan et al., 2013), Księżyca (Hayne et al., 2017), Marsa (Jakosky et al., 2000; Mellon et al., 2000; Fenton et al., 2003; Putzig et al., 2005; Fergason et al., 2006; Putzig i Mellon, 2007a, 2007b; Ciazela et al., 2021; 2023; Piqueux et al., 2021) oraz planetoid, m.in. planetoidy Bennu (Rozitis et al., 2020, 2022), Ryugu (Shimaki et al., 2020), Psyche (Cambioni et al., 2022) i Westy (Capria et al., 2014). Analiza rozkładu przestrzennego  $\Gamma$  pozwala na wybór miejsc bezpiecznego lądowania statków kosmicznych i określenie zasobów mineralnych dla przyszłej eksploracji innych ciał niebieskich (Badescu, 2013; Łuszczek, 2018, 2021; Łuszczek i Przylibski, 2019, 2021). Mapowanie bezwładności cieplnej pozwala na wykrycie i analizowanie gorących punktów w mocno zurbanizowanych regionach Ziemi, analizę wilgotności gleby i wpływu wilgotności oraz roślinności na rozkład emitowanych strumieni cieplnych i lokalny oraz globalny rozkład temperatur (Carlson et al., 1981).

Ciepne właściwości gleby ziemskiej, także bezwładność cieplna, są ważne dla realizacji wielu projektów inżynierskich, zwłaszcza tych prowadzonych na terenach położonych w klimacie zimnym, w niezamarzniętym gruncie. Do nich należą: budowa dróg i lotnisk, budowa rurociągów i budynków, układanie podziemnych kabli energetycznych i instalacji wodno-kanalizacyjnych (Farouki, 1986). Wymiana ciepła przy powierzchni gruntu i znajomość głębokości zamarzania są niezwykle ważne dla rolnictwa, budownictwa, geofizyki, inżynierii i klimatologii. W klimacie zimnym i umiarkowanym znajomość głębokości przemarzania gruntu ma zasadnicze znaczenie przy układaniu fundamentów budowanych domów i układaniu instalacji wodno-kanalizacyjnych. W tym celu dokonywane są systematyczne pomiary temperatury gleby poniżej powierzchni ziemi w różnych porach roku i analizowane są rodzaje gleby, jej wilgotności, położenia wód gruntowych oraz warunków klimatycznych w danym rejonie. Dla Polski centralnej, należącej do drugiej strefy przemarzania, głębokość przemarzania gruntu wynosi 1 m, a zalecana głębokość układania instalacji wodno-kanalizacyjnych powinna wynosić 1,35 m (Godlewski, 2018).

Bezwładność cieplna jest czułym wskaźnikiem obecności w warstwie powierzchniowej planetoid i planet regolitu i pyłu, materiału izolującego termicznie. Wskaźnik ten dostarcza

wiedzy o stanie i temperaturze powierzchniowej i podpowierzchniowej warstwy gleby i jej składnikach, a jest to ważne dla realizowanych obecnie i dla przyszłych misji kosmicznych. Jest istotne dla optymalnego wykorzystania instrumentów badawczych pracujących w obserwatoriach ziemskich, okołoziemskich i w pojazdach kosmicznych podczas ich przelotów obok planetoid i planet, ich orbitowania wokół planetoid i planet oraz w pojazdach znajdujących się na powierzchni badanych ciał niebieskich (Delbo i Tanga, 2008).

Bezwładność cieplna jest w terminologii angielskiej określana jako *thermal inertia*, czasem jako *thermal effusion*. Reprezentowany przez nią opór materiału na zmiany temperatury to opór stawiany przez warstwę powierzchniową materiału. Dla gleby Marsa oznacza to, według niektórych danych, głębokość rzędu 2–30 cm (Ciazela et al., 2021, 2023). Drobnziarniste składniki gleby, o niskiej bezwładności cieplnej, zmieniają temperaturę szybko, a składniki gruboziarniste, o większej bezwładności cieplnej: grube piaski, głązy i duże bloki skały litej, zmieniają temperaturę dużo wolniej.

Dyfuzyjność cieplna, przewodność cieplna, bezwładność cieplna i pojemność cieplna wpływają na głębokość penetracji ciepła w glebie i amplitudę dobowych i sezonowych zmian temperatury. Dobowa penetracja ciepła w glebie ziemskiej jest rzędu 0,3–0,8 m, natomiast roczna penetracja fali temperaturowej sięga 10 m (Farouki, 1986).

Dyfuzyjność cieplna  $D$  [ $\text{m}^2/\text{s}$ ], znana też jako współczynnik wyrównywania temperatury, jest właściwością rządzącą przepływem ciepła w stanie nieustalonym, gdy temperatura ciała zmienia się w czasie. W stanie ustalonym przepływem ciepła przez materiał rządzi przewodność cieplna  $K$  [ $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ ]. Obie wielkości  $D$  i  $K$  łączą zależność:

$$D = K / (C_p \cdot db) \quad (7)$$

gdzie:  $C_p$  – ciepło właściwe badanego materiału,  
 $db$  – gęstość objętościowa.

Głębokość  $\delta$   $e$ -krotnego osłabienia podpowierzchniowej sinusoidalnej fali cieplnej o okresie  $P$  (dobowym lub sezonowym) jest dana przez wyrażenie (Putzig et al., 2005; Putzig i Mellon, 2007a; Cambioni et al., 2022):

$$\delta \equiv [K \cdot P / (db \cdot C_p \cdot \pi)]^{0.5} = [\Gamma / (db \cdot C_p)] \cdot (P/\pi)^{0.5} \quad (8)$$

Głębokość penetracji ciepła, dla której następuje  $e$ -krotne osłabienie fali cieplnej, to odległość, na którą ciepło dyfunduje przez materiał w czasie trwania jednego cyklu fali cieplnej. Z równania (8) wynika, że głębokość penetracji można także wyznaczyć, wykorzystując dyfuzyjność cieplną  $D$  [ $\text{m}^2/\text{s}$ ] substancji:

$$\delta = (D \cdot P/\pi)^{0.5} \quad (9)$$

Głębokość dobowej penetracji ciepła dla regolitu Marsa, określana także jako głębokość powierzchniowa lub głębokość

naskórkowa, jest rzędu 4 cm (Piqueux et al., 2021). Dla zmian sezonowych na Marsie, zależnie od właściwości materiałów powierzchniowych, głębokość  $\delta$  wynosi od kilku decymetrów do kilku metrów (Putzig i Mellon, 2007a).

Nagórski et al. (2013) analizowali rozkład temperatury w nawierzchni drogowej. Obliczyli, że w warunkach panujących na Ziemi roczna głębokość wnikania fali temperaturowej jest 19 razy większa niż dobową głębokość wnikania. Dla analizowanych przez nich materiałów stosowanych do budowy nawierzchni drogowych, do których należą: kruszywo magmowe, kruszywo węglanowe, żużel wielkopiecowy oraz piasek, dobową i roczną głębokość wnikania fali temperaturowej wynoszą:  $\delta_{dobowa} = 9,7$  cm,  $\delta_{roczna} = 1,849$  m (Nagórski et al., 2013). Wymienieni badacze otrzymali równanie fali termicznej rozprzestrzeniającej się od powierzchni w głąb gleby. Dla źródła fali generującego okresowe, sinusoidalne zmiany temperatury na powierzchni ziemi:

$$T = T^a p \cdot \sin \omega \cdot t \quad (10)$$

fala termiczna rozprzestrzeniająca się w glebie jest dana wyrażeniem:

$$T = T^a p \cdot e^{-z/\delta} \cdot \sin(\omega \cdot t - z/\delta) \quad (11)$$

gdzie:  $T^a p$  – amplituda wahań temperatury na powierzchni ziemi ( $z = 0$ ),  $T^a p \cdot e^{-z/\delta}$  – amplituda fali termicznej na głębokości  $z$ ,  $z/\delta$  – opóźnienie fazowe, a  $\delta$  – głębokość wnikania fali termicznej, tj. głębokość  $e$ -krotnego osłabiania podpowierzchniowej sinusoidalnej fali cieplnej o okresie  $P$  i częstotliwości kołowej  $\omega = 2\pi/P$ .

Pokazali oni, że dla głębokości  $z = \pi \cdot \delta$  opóźnienie fazowe jest równe  $\pi$ , co oznacza, że gdy na powierzchni podłoża jest temperatura maksymalna, to na głębokości  $\pi \cdot \delta$  jest wtedy minimalna (Nagórski et al., 2013).

Bezwładność cieplna materiałów ziarnistych obecnych na powierzchni Marsa i w warunkach fizycznych tam panujących jest zdominowana przez przewodność cieplną gazu obecnego w przestrzeniach porów (Wechsler et al., 1972; Jakosky, 1986). Stwierdzono, że przewodność cieplna również zależy od gęstości objętościowej (Fountain i West, 1970; Presley i Christensen, 1997), a zatem duża zmiana gęstości objętościowej tych materiałów, dzięki zmianie porowatości, może spowodować znaczną zmianę bezwładności cieplnej (Putzig et al., 2005).

Porowatość skał ziemskich i pozaziemskich wpływa na ich właściwości termofizyczne: przewodność cieplną i dyfuzyjność cieplną (Yomogida i Matsui, 1983; Opeil et al., 2012; Okada, 2016; Flynn et al., 2018; Soini et al., 2020; Szurgot, 2021a) oraz na bezwładność cieplną (Zimbelman, 1986; Okada, 2016; Szurgot, 2024). Bezwładność cieplna maleje wraz porowatością. Bezwładność cieplna śniegu (740 tiu) jest w temperaturze 0°C około trzy razy mniejsza niż bezwładność cieplna lodu (2040 tiu) (Mueller, 2007).

Zimbelman (1986) analizował wpływ porowatości na bezwładność cieplną bazaltów hawajskich w szerokim zakresie porowatości. Pokazał, że bezwładność cieplna bazaltu jest odwrotnie proporcjonalna do porowatości tej skały. Wpływ porowatości na bezwładność cieplną skał ziemskich w próżni ujawniają dane termofizyczne zebrane przez Robertsona (1988). Wykorzystanie tych danych przez Okadę wskazuje, że bezwładność cieplna jest eksponencjalną funkcją porowatości  $\Phi$  (Okada, 2016). Zależność  $\Gamma(\Phi)$  Okady jest wyrażona wzorem:

$$\Gamma(\Phi) = 2360,8 \cdot e^{-0,0679 \cdot \Phi} \quad (12)$$

gdzie: wartości  $\Gamma$  są wyrażone w tiu, a porowatość  $\Phi$  w procentach. Dla skały litej o porowatości 0% zależność  $\Gamma(\text{porowatość})$  wskazuje wartość  $\Gamma(0\%) = 2361$  tiu, dla porowatości 10% – wartość  $\Gamma(10\%) = 1197$  tiu, dla porowatości 20% –  $\Gamma(20\%) = 607$  tiu, dla porowatości 50% – wartość  $\Gamma(50\%) = 79$  tiu, a dla porowatości 60% – wartość  $\Gamma(60\%) = 40$  tiu.

Przeprowadzona przez autora (Szurgot, 2024) analiza danych eksperymentalnych uzyskanych przez Yomogidę i Matsuiego (1983), a dotyczących właściwości termofizycznych chondrytów zwyczajnych w próżni wskazuje, że zależność  $\Gamma(\Phi)$  tej grupy meteorytów jest liniową funkcją porowatości:

$$\Gamma(\Phi) = -a \cdot \Phi + b \quad (13)$$

Współczynniki  $a$  i  $b$  zależą od temperatury i są różne dla dwóch grup chondrytów: grupy H i grupy L (Szurgot, 2024). Ujemny współczynnik nachylenia prostej  $\Gamma(\Phi)$  wskazuje, że  $\Gamma$  maleje ze wzrostem  $\Phi$ . Zależność ta w dalszej części pracy została wykorzystana do przewidywania wartości bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko i weryfikacji wyników  $\Gamma$ .

Bezwładność cieplna planetoid bliskich Ziemi (NEAs), o rozmiarach rzędu setek metrów i kilometrów (0,1–20 km) lub o rozmiarach zawartych w nieco szerszym zakresie, w warunkach fizycznych panujących na tych planetoidach mieści się w przybliżeniu w zakresie 100–1000 tiu, a bezwładność cieplna dużych planetoid ( $\geq 30$  km), należących do grupy planetoid głównego pasa (MBAs), jest mniejsza: 10–40 tiu, a według niektórych badaczy jest zawarta w nieco węższym zakresie 5–25 tiu (Hasegawa et al., 2008).

W tabeli 1 zebrano przykładowe wartości wyznaczone przez różnych badaczy dla indywidualnych planetoid bliskich Ziemi i planetoid głównego pasa oraz wartości ich średnic, reprezentujących ich rozmiar. Dane te pokazują, że planetoidy małe, takie jak Itokawa, Apophis, Bennu, Ryugu, Apollo, Betulia i Eros, wykazują większe wartości bezwładności cieplnej niż planetoidy duże: Hebe, Psyche, Pallas, Westa oraz Ceres.

Delbo et al. (2007) wyznaczyli uśrednioną wartość bezwładności cieplnej planetoid NEA's: 200 ( $\pm 40$ ) tiu oraz odkryli zależność bezwładności cieplnej planetoid od ich średnicy  $\Gamma(D)$ .

**Tabela 1.** Uśrednione wartości bezwładności cieplnej  $\Gamma$  wybranych planetoid grupy NEA: Itokawy, Apophisa, Bennu, Ryugu, Apolla, Betulii i Erosa oraz planetoid grupy MBA: Hebe, Psyche, Pallas, Westy i Ceres oraz średnice tych planetoid ( $D$ ) określone przez różnych badaczy. Planetoidy uszeregowano według wielkości ich średnic od najmniejszej do największej

**Table 1.** Averaged values of thermal inertia ( $\Gamma$ ) for selected asteroids in the NEA group: Itokawa, Apophis, Bennu, Ryugu, Apollo, Betulia, and Eros, and MBA group: Hebe, Psyche, Pallas, Vesta and Ceres, along with their diameters ( $D$ ) determined by various researchers. The asteroids are arranged in order from smallest to largest diameter

Planetoida	$D$	$\Gamma$ [tiu]
Itokawa	320–350 m (Mueller et. al., 2005; Delbo et al., 2007)	750 (Mueller et. al., 2005)
		700 ( $\pm 200$ ) (Emery et al., 2014)
Apophis	375 m (Müller et al., 2014)	600 ( $\pm 300$ ) (Müller et al., 2014; Harris i Drube, 2016)
Bennu	484 m (Emery et al., 2014)	310 ( $\pm 70$ ) (Emery et al., 2014)
Ryugu	900 m (Müller et al., 2018)	400 ( $\pm 200$ ) (Hasegawa et al., 2008; Campins et al., 2009; Harris i Drube, 2016)
Apollo	1,2–1,5 km (Goldstein et al., 1981; Lebofsky et al., 1981):	140 ( $\pm 100$ ) (Harris, 1998; Harris i Drube, 2016)
Betulia	4,57 km (Harris et al., 2005)	180 $\pm 50$ (Harris et al., 2005)
Eros	16,84 km (Yeomans et al., 2000)	150 ( $\pm 50$ ) (Harris, 1998)
		167 ( $\pm 98$ ) (Rivkin et al., 2018)
		100–150 (Hinkle et al., 2022)
Hebe	193 km (Marsset et al., 2017)	~50 (Marsset et al., 2017)
Psyche	226 km (Shepard et al., 2017)	125 ( $\pm 40$ ) (Harris i Drube, 2016)
		280 ( $\pm 100$ ) (Cambioni et al., 2022)
Pallas	500 km (Mueller i Lagerros, 1998)	10 (Mueller i Lagerros, 1998)
	513 km (Marsset et al., 2020)	
Westa	530 km (Mueller i Lagerros, 1998)	25 (Mueller i Lagerros, 1998)
Ceres	923 km (Mueller i Lagerros, 1998)	10 (Mueller i Lagerros, 1998)

Pokazali oni, że dla planetoid bliskich Ziemi, o rozmiarach kilometrowych, oraz dla większych od nich planetoid głównego pasa, o rozmiarach rzędu setek kilometrów, zależność  $\Gamma(D)$  jest dana funkcją:

$$\Gamma(D) = do \cdot D^{-\zeta} \quad (14)$$

gdzie: średnica planetoidy  $D$  jest wyrażona w km, bezwładność cieplna  $\Gamma$  w tiu, a czynnik  $do = 300 (\pm 150)$  (Delbo et al., 2007). Wartość  $D$  odpowiada średnicy kuli o tej samej objętości jak planetoida, a efektywna średnica planetoidy to średnica wyznaczana z zależności:  $D = 2 \cdot (a \cdot b \cdot c)^{1/3}$ , gdzie  $a, b, c$  to długość głównych półosi planetoidy. Zależność (14) pokazuje, że im

większa jest planetoida, tym mniejsza jest jej bezwładność cieplna. Wykładnik potęgi  $\zeta$  (średnio  $\sim 0,4$ ) zależy od rozmiarów planetoid. Dla planetoid grupy NEA, dla rozmiarów poniżej 20 km,  $\zeta$  wynosi 0,36, dla planetoid grupy MBA wynosi 0,49 (Delbo et al., 2007). Dla największych planetoid wartości bezwładności cieplnej są małe, rzędu 10 tiu, co oznacza, że są tego samego rzędu co bezwładność cieplna regolitu księżycowego:  $\Gamma = 39\text{--}51$  tiu (Mueller, 2007).

Zależność (14) została potwierdzona przez Delbo i Tangę (2009) dla planetoid o średnicach w zakresie 30–100 km,

ty, dla mniejszych planetoid pasa głównego. Stwierdzili oni, że wartość wykładnika potęgi  $\zeta$  równania (14) dla planetoid NEA oraz MBA o średnicach mniejszych od 100 km jest mniejsza i wynosi 0,21.

Efekty Yarkovskiego oraz Yarkovskiego–O’Keefe’a–Radzievskiego–Paddacka (YORP) są rządzone przez bezwładność cieplną. Wyniki badań z ostatnich dekad pokazują, że właściwości fizyczne powierzchni planetoid wpływają na ewolucję orbit planetoid. Ogrzewanie planetoidy przez promieniowanie słoneczne prowadzi do emitowania strumieni promieniowania podczerwonego z nieoświetlonej, ciemnej części planetoidy, a to prowadzi do zmiany jej ruchu orbitalnego w czasie (Cambioni et al., 2019). Skończona bezwładność cieplna regolitu powoduje, że planetoida wysyła także więcej fotonów termicznych w południe w stosunku do emisji rannej. Ta niezrównoważona emisja prowadzi do przyspieszenia, które ma składowe w kierunku prędkości orbitalnej, powodując zmiany czasowe półośi orbity planetoidy (efekt Yarkovskiego) (Farinella et al., 1998; Vokrouhlicky, 1998; Bottke et al., 2006; Delbo et al., 2007; Vokrouhlicky et al., 2015; Cambioni et al., 2019). Efekt YORP przypisywany jest momentom sił spowodowanych odbiciem i emisją fotonów światła widzialnego i podczerwieni z powierzchni planetoidy i prowadzi do zmiany okresu obrotu planetoidy oraz kierunku jej osi obrotu. Okazuje się, że składowa styczna efektu YORP jest silnie uwarunkowana względną ilością skał litych oraz frakcji drobnokrystalicznej, pyłowej (Golubov i Krugly, 2012; Cambioni et al., 2019).

### Metody badań

Praca ma profil teoretyczny. Bezwładność cieplną określono ze wzoru definicyjnego oraz wykorzystując dane empiryczne otrzymane przez innych badaczy dla chondrytów zwyczajnych, głównie dane Yomogidy i Matsuiego (1983) oraz dane Soini et al. (2020). Występujące we wzorze definicyjnym wartości przewodności cieplnej oraz ciepła właściwego meteorytu Jezersko określono z wykorzystaniem wcześniejszych analiz autora (Szurgot, 2020, 2021a), a gęstość objętościowa została zmierzona przez Milera et al. (2014). Ciepło właściwe meteorytu Jezersko zostało wyznaczone z zależności pomiędzy ciepłem właściwym a gęstością objętościową, pomiędzy ciepłem właściwym a ciepłem atomowym oraz średnim ciężarem atomowym (Szurgot, 2020). Przewodność cieplna została wyznaczona z różnych zależności empirycznych oraz z różnych zależności teoretycznych wynikających z różnych modeli skał (Szurgot, 2021a). Wykorzystano m.in. zależność pomiędzy przewodnością cieplną a porowatością meteorytów (Opeil et al., 2012; Flynn et al., 2018; Soini et al., 2020; Szurgot, 2021a) oraz

zależność pomiędzy przewodnością cieplną a dyfuzyjnością cieplną (Szurgot, 2021a). Do obliczeń bezwładności cieplnej meteorytu Jezersko wykorzystano uśrednione wartości przewodności cieplnej.

Dane eksperymentalne Yomogidy i Matsuiego (1983) umożliwiły określenie zależności pomiędzy bezwładnością cieplną wybranych chondrytów zwyczajnych grupy H a temperaturą tych chondrytów  $\Gamma(T)$ , a to z kolei pozwoliło przewidzieć zależność temperaturową bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko i zweryfikować wartości  $\Gamma$  wyznaczone ze wzoru definicyjnego. Ostatnio odkryta przez autora zależność pomiędzy bezwładnością cieplną a porowatością dla chondrytów zwyczajnych (Szurgot, 2024) została wykorzystana do weryfikacji obliczeń  $\Gamma$  chondrytu Jezersko w próżni dla temperatur 200 K i 300 K.

### Wyniki badań i dyskusja

Podstawienie wartości liczbowych: ciepła właściwego  $Cp(db) = 703 (\pm 15)$ , gęstości objętościowej  $db = 3300 (\pm 100)$  kg/m<sup>3</sup> i przewodności cieplnej  $K = 2,45 (\pm 0,30)$  W/(m · K) w powietrzu pod ciśnieniem 10<sup>5</sup> Pa (Szurgot, 2021a; Miller et al., 2014) do równania (1) przewiduje dla meteorytu Jezersko wartość  $\Gamma(300 \text{ K, air } 1 \text{ atm}) = 2384 (\pm 207)$  tiu w temperaturze 300 K w powietrzu pod ciśnieniem 1 atm (10<sup>5</sup> Pa). Bezwładność cieplna chondrytu Jezersko w powietrzu pod ciśnieniem 1 atm w temperaturze pokojowej (~300 K) jest zbliżona do wartości bezwładności cieplnej następujących chondrytów zwyczajnych: 2530 tiu dla chondrytu Slovak H5 oraz 2450 tiu i 2453 tiu dla chondrytu Covert H5, jak również jest zbliżona do średniej wartości bezwładności cieplnej 11 chondrytów grupy H: 2570 ( $\pm 224$ ) tiu (Soini et al., 2020) (tabela 2). Wartość  $\Gamma(300 \text{ K})$  meteorytu Jezersko jest porównywalna także z bezwładnością cieplną chondrytu Gao-Guenie H5, która według danych Beecha et al. (2009) dla określonych przez nich wartości  $Cp$ ,  $K$  oraz  $db$  wynosi w temperaturze 300 K:  $\Gamma(300 \text{ K}) = 2745 (\pm 120)$  tiu dla fragmentu 07c tego meteorytu i jest porównywalna z wartością  $\Gamma$  materiału bazaltowego planetoid (2511 tiu) (Farinella et al., 1998; Beech et al., 2009). Wartości bezwładności cieplnej, jak zauważyli Beech et al. (2009) dla meteorytu Gao-Guenie, a jak pokazują wyniki niniejszej pracy także meteorytu Jezersko i innych chondrytów zwyczajnych, są dużo większe niż  $\Gamma$  materiału regolitowego planetoid (39 tiu), a mniejsze niż bogatego w żelazo materiału planetoid (12 650 tiu), według danych sugerowanych przez Farinellę et al. (1998).

Rysunek 1 prezentuje histogram rozkładu wartości bezwładności cieplnej 11 chondrytów zwyczajnych typu H, dla których wykonano 21 pomiarów  $Cp$ ,  $db$  oraz  $K$  (Soini et al., 2020) w temperaturze pokojowej (296 K) w powietrzu pod



ciśnieniem 1 atm. Wartości prawdopodobieństwa występowania danej wartości bezwładności cieplnej  $\Gamma_i$  zostały określone przez stosunek  $N_i/N_{total}$ , gdzie  $N_i$  to liczba wartości  $N_i$  zawartej w danym przedziale  $\Delta\Gamma_i$  do całkowitej liczby wartości  $N_{total} = 21$ . Szerokość każdego przedziału, na który podzielono cały zakres występowania określonej wartości  $\Gamma_i$ , została ustalona jako  $\Delta\Gamma_i = 200$  tiu.

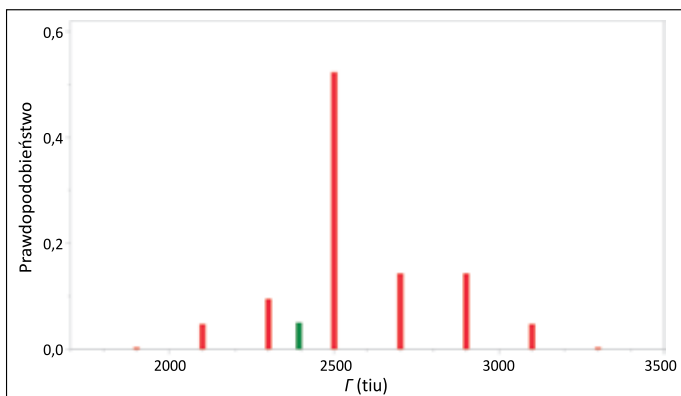
W tabeli 2 zestawiono wartości bezwładności cieplnej 11 chondrytów zwyczajnych typu H w temperaturze pokojowej (296 K) dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm (kolumna 2), w próżni (kolumna 3) oraz stosunku bezwładności cieplnej w powietrzu do bezwładności cieplnej w próżni  $\Gamma(296\text{ K, air})/1\text{ atm}/\Gamma(296\text{ K, vacuum})$  (kolumna 4). Są to meteoryty, dla których histogramy bezwładności cieplnej w powietrzu oraz w próżni są prezentowane na kolejnych rysunkach (rysunki 1, 2, 3).

Prezentowany na rysunku 1 histogram pokazuje, że bezwładność cieplna chondrytów zwyczajnych grupy H określona w temperaturze pokojowej (296 K) w powietrzu pod ciśnieniem 1 atm mieści się w przedziale wartości 2000–3100 tiu, a maksimum rozkładu wypada dla wartości  $\Gamma_{max} = 2500 (\pm 100)$  tiu. Temu maksimum, występującemu dla przedziału 2400–2600 tiu, odpowiada liczba pomiarów  $N_{imax} = 11$  dotyczących 7 meteorytów: Orimattila H4, Covert H5, Seneca H4, Ferguson Switch H5, Cope H5, Slovak H5 oraz Plain View 2 H5, a prawdopodobieństwo występowania wartości  $\Gamma_{imax}$  wynosi 0,523. Oznacza to, że ponad połowa chondrytów zwyczajnych H posiada w tych warunkach bezwładność cieplną właśnie w przedziale maksimum rozkładu. Bezwładność cieplna chondrytu Jezersko  $\Gamma(\sim 300\text{ K, air } 1\text{ atm})$  wynosząca 2384 ( $\pm 207$ ) tiu, jak wyżej pokazano, mieści się

**Tabela 2.** Wartości bezwładności cieplnej 11 chondrytów zwyczajnych typu H w temperaturze pokojowej (296 K) w warunkach próżni ( $\Gamma_{vacuum}(296\text{ K})$ ) i dla powietrza ( $\Gamma_{Air}(296\text{ K})$ ) pod ciśnieniem 1 atm oraz stosunku  $\Gamma(296\text{ K, air})/1\text{ atm}/\Gamma(296\text{ K, vacuum})$ . Dane eksperymentalne  $C_p$ ,  $K$  oraz  $db$  do wyznaczenia bezwładności cieplnej 11 chondrytów zostały uzyskane przez Soini et al. (2020), dane o bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko wyznaczono w niniejszej pracy

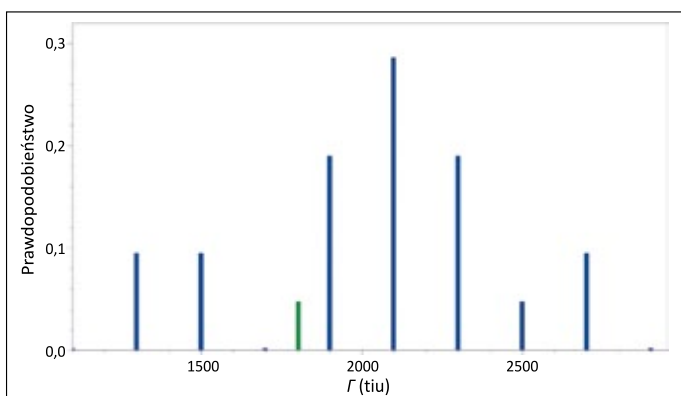
**Table 2.** Thermal inertia values of 11 H-type ordinary chondrites at room temperature (296 K) for vacuum ( $\Gamma_{vacuum}(296\text{ K})$ ) and air ( $\Gamma_{Air}(296\text{ K})$ ) at a pressure of 1 atm, along with the ratio of  $\Gamma(296\text{ K, air})/1\text{ atm}/\Gamma(296\text{ K, vacuum})$ .  $C_p$ ,  $K$ , and  $db$  experimental data for determining the thermal inertia of the 11 chondrites were obtained by Soini et al., (2020). Data on the thermal inertia of the Jezersko chondrite were determined in this work

Meteoryt	$\Gamma_{Air}(296\text{ K})$ [tiu]	$\Gamma_{vacuum}(296\text{ K})$ [tiu]	$\Gamma_{Air}(296\text{ K})/\Gamma_{vacuum}(296\text{ K})$
Orimattila H4	2410	2240	1,08
Orimattila H4	2460	2290	1,07
Ransom H5	2960	2690	1,10
Ransom H5	3010	2730	1,10
Cope H5	2520	2150	1,17
Cope H5	2560	2190	1,17
Ferguson Switch H5	2510	2070	1,21
Ferguson Switch H5	2750	2310	1,19
Plainview 1 H5	2870	2440	1,18
Plainview 1* H5	2820	2380	1,18
Plainview 2 H5	2600	2070	1,26
Plainview 2* H5	2620	2100	1,25
Cobija H6	2710	2170	1,25
Slovak H5	2530	1930	1,311
Slovak H5	2530	1930	1,311
Covert H5	2450	1850	1,324
Covert H5	2430	1830	1,328
Travis County H5	2060	1290	1,60
Metsäkylä H4	2360	1590	1,48
Seneca H4	2330	1370	1,70
Seneca H4	2470	1500	1,65
Zakres (11 chondrytów)	(2060–3010)	(1290–2730)	(1,07–1,70)
Średnia	2570 ( $\pm 224$ )	2053 ( $\pm 388$ )	1,282 ( $\pm 0,183$ )
Jezersko H4 (300 K)	2384 ( $\pm 207$ )	1802 ( $\pm 300$ )	1,323 ( $\pm 0,335$ )



**Rysunek 1.** Rozkład prawdopodobieństwa bezwładności cieplnej dla 11 chondrytów zwyczajnych typu H według danych  $K$ ,  $C_p$ ,  $db$  zmierzonych przez Soini et al. (2020) określonych w temperaturze pokojowej (296 K) w powietrzu pod ciśnieniem 1 atm. Kolor czerwony – wartości  $\Gamma$  dla chondrytów zwyczajnych badanych przez Soini et al. (2020), kolor zielony – wartość  $\Gamma$  chondrytu Jezerko

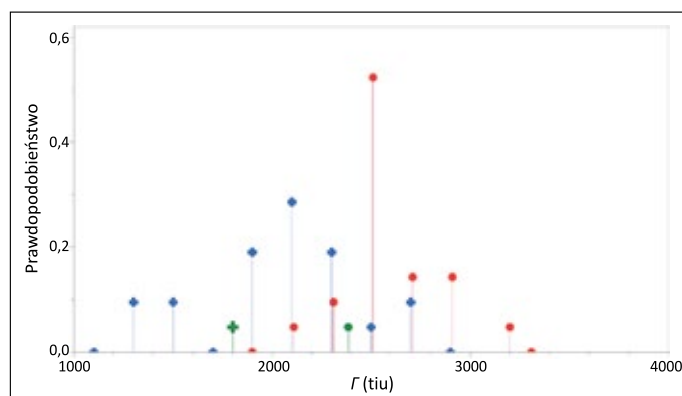
**Figure 1.** Distribution of thermal inertia probability for eleven H-type ordinary chondrites, based on  $K$ ,  $C_p$ ,  $db$  data measured by Soini et al. (2020), determined at room temperature (296 K) in air at a pressure of 1 atm. Red:  $\Gamma$  values for ordinary chondrites studied by Soini et al. (2020), green:  $\Gamma$  value of the Jezerko chondrite



**Rysunek 2.** Rozkład prawdopodobieństwa bezwładności cieplnej dla 11 chondrytów zwyczajnych typu H według danych  $K$ ,  $C_p$ ,  $db$  wyznaczonych w temperaturze pokojowej (296 K) przez Soini et al. (2020) dla warunków próżni. Kolor granatowy – wartości  $\Gamma$  dla chondrytów zwyczajnych badanych przez Soini et al. (2020), kolor zielony – wartość  $\Gamma$  chondrytu Jezerko

**Figure 2.** Distribution of the thermal inertia probability for eleven H-type ordinary chondrites, based on  $K$ ,  $C_p$ ,  $db$  data, determined at room temperature (296 K) by Soini et al. (2020) for vacuum conditions. Navy blue:  $\Gamma$  values for ordinary chondrites studied by Soini et al., (2020), green:  $\Gamma$  value of the Jezerko chondrite

w zakresie wartości  $\Gamma$  występujących w chondrytach zwyczajnych grupy H (przedział 2060–3010 tiu, na histogramie przedział 2000–3100 tiu), jest bliska wartości średniej  $\Gamma_{mean}(\sim 300 \text{ K}, \text{air } 1 \text{ atm}) = 2570 (\pm 224)$  tiu, jak już wspomniano, i mieści się blisko maksimum rozkładu, w sąsiednim do ekstremum przedziale wartości bezwładności cieplnej: 2200–2400 tiu.



**Rysunek 3.** Porównanie rozkładów prawdopodobieństwa bezwładności cieplnej dla 11 chondrytów zwyczajnych typu H w temperaturze pokojowej (296 K) w warunkach próżni oraz dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm. Kolor niebieski – wartości  $\Gamma$  dla chondrytów zwyczajnych w warunkach próżni, kolor czerwony – dla chondrytów zwyczajnych w powietrzu pod ciśnieniem 1 atm, kolor zielony – wartości  $\Gamma$  dla chondrytu Jezerko. Zielony krzyżyk oznacza wartość  $\Gamma$  chondrytu Jezerko w warunkach próżni (1802 tiu), a kropka – wartość  $\Gamma$  w powietrzu (2384 tiu)

**Figure 3.** Comparison of thermal inertia probability distributions for eleven H-type ordinary chondrites at room temperature (296 K) for vacuum conditions and for air at 1 atm. Blue:  $\Gamma$  values for ordinary chondrites under vacuum, red: ordinary chondrites in air at a pressure of 1 atm, green:  $\Gamma$  values for the Jezerko chondrite. The green cross indicates the  $\Gamma$  value of the Jezerko chondrite in vacuum (1802 tiu), and the dot indicates the  $\Gamma$  value in the air (2384 tiu)

Poniżej opisano sposób wyznaczenia bezwładności cieplnej meteorytu Jezerko w temperaturze 200 K w powietrzu pod ciśnieniem 1 atm. Przyjęto, że stosunek  $\Gamma(300 \text{ K})/\Gamma(200 \text{ K})$  dla chondrytu Jezerko określony dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm jest taki sam jak stosunek  $\Gamma(300 \text{ K})/\Gamma(200 \text{ K})$  określony dla chondrytów zwyczajnych umieszczonych w próżni. Wykorzystano pomiary przewodności cieplnej szeregu chondrytów zwyczajnych wykonane w warunkach próżni przez Yomogidę i Matsuego (1983). Pozwoliło to określić i zweryfikować prawdopodobną wartość bezwładności cieplnej chondrytu Jezerko w temperaturze 200 K, tj. wartość  $\Gamma(200 \text{ K}, \text{air } 1 \text{ atm})$ .

Analiza danych bezwładności cieplnej sześciu chondrytów zwyczajnych typu H i L: Y-74647 H4, Y-74191 L3, Y-74156 H4, MET-78003 L6, Kunashak L6 oraz Gladstone H6 (tabela 3) (Yomogida i Matsui, 1983) pokazała, że średnia wartość stosunku  $\Gamma(300 \text{ K})/\Gamma(200 \text{ K})$  dla chondrytów zwyczajnych jest równa  $\Gamma(300 \text{ K})/\Gamma(200 \text{ K}) = 1,177 (\pm 0,014)$ . Oznacza to, że wartość bezwładności cieplnej chondrytu Jezerko w temperaturze 200 K wynosi  $\Gamma(200 \text{ K}, \text{air } 1 \text{ atm}) = \Gamma(300 \text{ K}, \text{air } 1 \text{ atm})/1,177 = 2025 (\pm 200)$  tiu w temperaturze 200 K w powietrzu pod ciśnieniem 105 Pa.

Ponieważ stosunek  $\Gamma(300 \text{ K})/\Gamma(200 \text{ K})$  jest określony wzorem:

$$\Gamma(300 \text{ K})/\Gamma(200 \text{ K}) = [(K(300 \text{ K})/K(200 \text{ K}) \cdot (C_p(300 \text{ K})/C_p(200 \text{ K})))^{0,5}] \quad (15)$$

to przewodność cieplną chondrytu Jezersko w temperaturze 200 K w powietrzu pod ciśnieniem 1 atm można wyznaczyć ze wzoru:

$$K(200\text{ K}) = K(300\text{ K}) \cdot (\Gamma(200\text{ K})/\Gamma(300\text{ K}))^2 \cdot (Cp(300\text{ K})/Cp(200\text{ K})) \quad (16)$$

Podstawienie wartości liczbowych do wzoru (16), m.in. ciepła właściwego  $Cp(200\text{ K}) = 529 (\pm 15) \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$  (Szurgot, 2020) oraz  $\Gamma(200\text{ K})/\Gamma(300\text{ K}) = 1/(1,177 (\pm 0,014))$ , prowadzi do wartości przewodności cieplnej chondrytu Jezersko w temperaturze 200 K w powietrzu pod ciśnieniem 1 atm:  $K(200\text{ K}, \text{air } 1\text{ atm}) = 2,35 (\pm 0,48) \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ . Stosunek  $K(300\text{ K})/K(200\text{ K}) = 1,04$  oznacza, że przewodność cieplna meteorytu Jezersko w temperaturze pokojowej jest 4% wyższa niż przewodność cieplna w temperaturze 200 K.

Podstawienie wartości liczbowych: ciepła właściwego  $Cp(200\text{ K})$ , gęstości objętościowej  $db$  i przewodności cieplnej  $K(200\text{ K}) = 2,35 (\pm 0,48) \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$  w powietrzu pod ciśnieniem  $10^5 \text{ Pa}$  do równania (1) przewiduje dla meteorytu Jezersko wartość  $\Gamma(200\text{ K}, \text{air } 1\text{ atm}) = 2024 (\pm 266) \text{ tiu}$  w temperaturze 200 K w powietrzu pod ciśnieniem  $10^5 \text{ Pa}$ . Jest to prawie taka sama wartość jak określona powyżej.

W przedziale temperatur 200–300 K przewodność cieplna, jak wskazują na to dane eksperymentalne otrzymane dla różnych chondrytów zwyczajnych, jest praktycznie stała (Opeil et al., 2010, 2012). Zwykle  $K(200\text{ K})$  jest nieco mniejsza niż  $K(300\text{ K})$ :  $K(200\text{ K}) \leq K(300\text{ K})$ , a potwierdza to związek otrzymany dla chondrytu Jezersko:  $K(200\text{ K}) = K(300\text{ K})/1,04$ . Oznacza to, że przyjęcie upraszczającego założenia, że  $K(200\text{ K}) \approx K(300\text{ K})$  dla chondrytu Jezersko prowadzi do realistycznej, ale nieco zawyżonej wartości  $\Gamma(200\text{ K}, \text{air } 1\text{ atm}) = 2070 (\pm 190) \text{ tiu}$  oraz do nieco zaniżonej wartości stosunku  $\Gamma(300\text{ K})/\Gamma(200\text{ K}) = 1,15 (\pm 0,03)$ , tj. do wartości stosunku, który jak pokazuje wzór (1), jest równy pierwiastkowi kwadratowemu ze stosunku ciepła właściwego dla obu tych temperatur  $(Cp(300\text{ K})/Cp(200\text{ K}))^{0,5}$ . Brak danych literaturowych wartości  $\Gamma(200\text{ K}, \text{air } 1\text{ atm})$  wyznaczonych dla innych chondrytów zwyczajnych uniemożliwia dokonanie porównań z meteoritem Jezersko bezwładności cieplnej dla tej temperatury w powietrzu pod normalnym ciśnieniem.

Znajomość stosunku  $\Gamma(T)/\Gamma(300\text{ K}) = a(T)$  dla meteorytu Jezersko, dla każdej z temperatur, pozwala na wyznaczenie wartości  $\Gamma(T)$ , zarówno w powietrzu, jak i w próżni, ze wzoru:

$$\Gamma(T) = a(T) \cdot \Gamma(300\text{ K}) \quad (17)$$

gdzie wartość  $\Gamma(300\text{ K})$  jest wartością bazową dla tego określenia, natomiast  $a(T)$  to wartości reprezentatywne dla grupy chondrytów zwyczajnych.

Do określenia bezwładności cieplnej  $\Gamma(T)$  chondrytu Jezersko w powietrzu pod normalnym ciśnieniem dla różnych temperatur wykorzystano wartości współczynnika  $a(T)$  wyznaczone

dla sześciu wyżej wymienionych chondrytów zwyczajnych: Y-74647 H4, Y-74191 L3, Y-74156 H4, MET-78003 L6, Kunashak L6 oraz Gladstone H6 (Yomogida i Matsui, 1983). Są to wartości:  $a(100\text{ K}) = 0,49183$ ,  $a(150\text{ K}) = 0,71576$ ,  $a(200\text{ K}) = 0,84890$ ,  $a(250\text{ K}) = 0,76615$ ,  $a(300\text{ K}) = 1,0000$ ,  $a(350\text{ K}) = 1,0195$ ,  $a(400\text{ K}) = 1,0407$ ,  $a(450\text{ K}) = 1,0475$  i  $a(500\text{ K}) = 1,0475$ . Zastosowanie równania (17) prowadzi do następujących bezwładności cieplnych meteorytu Jezersko w powietrzu pod normalnym ciśnieniem (1 atm) dla zakresu temperatur od 100 K do 500 K:  $\Gamma(100\text{ K}) = 1173 \text{ tiu}$ ,  $\Gamma(150\text{ K}) = 1706 \text{ tiu}$ ,  $\Gamma(200\text{ K}) = 2024 \text{ tiu}$ ,  $\Gamma(300\text{ K}) = 2384 \text{ tiu}$ ,  $\Gamma(350\text{ K}) = 2430 \text{ tiu}$ ,  $\Gamma(400\text{ K}) = 2481 \text{ tiu}$ ,  $\Gamma(450\text{ K}) = 2497 \text{ tiu}$  oraz  $\Gamma(500\text{ K}) = 2497 \text{ tiu}$ .

Poniżej opisano sposób wyznaczenia bezwładności cieplnej meteorytu Jezersko w próżni w temperaturach 300 K i 200 K.

Podstawienie wartości liczbowych: ciepła właściwego  $Cp(db) = 703 (\pm 15)$ , gęstości objętościowej  $db = 3300 (\pm 100) \text{ kg}/\text{m}^3$  i przewodności cieplnej  $K = 1,40 (\pm 0,40) \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$  w warunkach próżni (Szurgot, 2021a; Miler et al., 2014) do równania (1) przewiduje dla meteorytu Jezersko wartość  $\Gamma(300\text{ K}, \text{vacuum}) = 1802 (\pm 300) \text{ tiu}$  w temperaturze 300 K w próżni. Bezwładność cieplna Jezerska w warunkach próżni jest dla temperatury pokojowej porównywalna z wartością  $\Gamma$  następujących chondrytów zwyczajnych: 1775 tiu dla chondrytu Pułtusk H5, 1795 tiu dla chondrytu Y-74191 L3 (Yomogida i Matsui, 1983), 1830 tiu i 1850 tiu dla chondrytu Covert H5, 1930 tiu dla chondrytu Slovak H5, 1704 tiu dla chondrytu Y-74647 H5, 1969 tiu dla chondrytu Y-74156 H4 (Yomogida i Matsui, 1983) (tabela 3).

W temperaturze 200 K:  $Cp = 529 (\pm 15) \text{ J}/\text{kg} \cdot \text{K}$ ,  $db = 3300 (\pm 100) \text{ kg}/\text{m}^3$  oraz w warunkach próżni  $K = 1,346 (\pm 0,400) \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ , a to oznacza, że w temperaturze 200 K wartość bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko w próżni wynosi:  $\Gamma(200\text{ K}) = 1533 (\pm 245) \text{ tiu}$ . Wykorzystana w tych obliczeniach wartość przewodności cieplnej  $K(200\text{ K})$  jest, zgodnie z równaniem (16), 1,04 razy mniejsza niż średnia przewodność cieplna przewidywana dla meteorytu Jezersko w warunkach próżni:  $1,40 (\pm 0,40) \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$  (Szurgot, 2021a). Wyniki te pokazują, że bezwładność cieplna  $\Gamma(200\text{ K})$  w warunkach próżni jest mniejsza niż bezwładność cieplna meteorytu Jezersko w temperaturze pokojowej  $\Gamma(300\text{ K})$ , a stosunek  $\Gamma(300\text{ K})/\Gamma(200\text{ K}) = 1,175$ . Bezwładność cieplna meteorytu Jezersko w warunkach próżni jest dla temperatury 200 K porównywalna z wartością  $\Gamma$  następujących chondrytów zwyczajnych: 1521 tiu dla chondrytu Pułtusk H5, 1511 tiu dla chondrytu Y-74191 L3 (Yomogida i Matsui, 1983), 1443 tiu dla chondrytu Y-74647 H5, 1706 tiu dla chondrytu Y-74156 H4 (tabela 3), 1390 tiu dla chondrytu Bruderheim L6, 1400 tiu dla chondrytu ALH-77231 L6 (Yomogida i Matsui, 1983) oraz 1567 tiu dla chondrytu Lumpkin L6 (Opeil et al., 2010).

**Tabela 3.** Wartości bezwładności cieplnej sześciu chondrytów zwyczajnych (3 chondryty H i 3 chondryty L) w temperaturze 200 K ( $\Gamma_{vacuum}(200\text{ K})$ ) oraz 300 K ( $\Gamma_{Air}(296\text{ K})$ ) w warunkach próżni (0,1 Pa) oraz wartości stosunku  $\Gamma(300\text{ K}, vacuum)/\Gamma(200\text{ K}, vacuum)$ . Dane eksperymentalne  $C_p, K, db$  oraz  $\gamma = 1/\Gamma$  do wyznaczenia bezwładności cieplnej tych chondrytów zostały uzyskane przez Yomogidę i Matsui (1983), dane o bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko wyznaczono w niniejszej pracy

**Table 3.** Thermal inertia values of six ordinary chondrites (3 H chondrites and 3 L chondrites) at 200 K ( $\Gamma_{vacuum}(200\text{ K})$ ) and 300 K ( $\Gamma_{Air}(296\text{ K})$ ) under vacuum conditions (0.1 Pa), and the ratio  $\Gamma(300\text{ K}, vacuum)/\Gamma(200\text{ K}, vacuum)$ .  $C_p, K, db$  and  $\gamma = 1/\Gamma$  experimental data used to determine the thermal inertia of these chondrites were obtained by Yomogida and Matsui (1983). Data on the thermal inertia of the Jezersko chondrite were determined in this work

Meteoryt	$\Gamma_{vacuum}(200\text{ K})$ [tiu]	$\Gamma_{vacuum}(300\text{ K})$ [tiu]	$\Gamma_{vacuum}(300\text{ K})/\Gamma_{vacuum}(200\text{ K})$
Y-74647 H4	1443	1704	1,181
Y-74191 L3	1511	1795	1,188
Y-74156 H4	1706	1969	1,154
MET-78003 L6	1712	1996	1,166
Kunashak L6	1901	2260	1,189
Gladstone H6	2049	2427	1,184
Zakres	1443–2049	1704–2427	1,154–1,188
Średnia (3H + 3L)	1720 ( $\pm 228$ )	2024 ( $\pm 274$ )	1,177 ( $\pm 0,014$ )
Średnia (3H)	1733 ( $\pm 304$ )	2033 ( $\pm 366$ )	1,173 ( $\pm 0,017$ )
Jezersko H4	1533 ( $\pm 245$ )	1802 ( $\pm 300$ )	1,175

Rysunek 2 prezentuje histogram rozkładu wartości bezwładności cieplnej 11 chondrytów zwyczajnych typu H, dla których wykonano 21 pomiarów  $C_p, db$  oraz  $K$  (Soini et al., 2020) w temperaturze pokojowej (296 K) w próżni. Są to te same meteoryty, których bezwładność cieplną w powietrzu prezentowano wcześniej (rysunek 1). Szerokość każdego przedziału, na który podzielono cały zakres występowania określonej wartości  $\Gamma_i$ , została ustalona taka sama jak poprzednio:  $\Delta\Gamma_i = 200$  tiu. Wartości liczbowe bezwładności cieplnej tych meteorytów w próżni zestawiono w tabeli 2 w kolumnie trzeciej.

Histogram ten pokazuje, że bezwładność cieplna chondrytów zwyczajnych grupy H określona w temperaturze pokojowej (296 K) w warunkach próżni mieści się w przedziale wartości 1300–2700 tiu, a maksimum rozkładu wypada dla wartości  $\Gamma_{max} = 2100 (\pm 100)$  tiu. Temu maksimum, występującemu dla przedziału 2000–2200 tiu, odpowiada liczba pomiarów meteorytów  $N_{imax} = 6$ , a prawdopodobieństwo występowania wartości  $\Gamma_{imax}$  wynosi 0,286. Dotyczy to czterech chondrytów: Ferguson Switch H5, Cope H5, PlainView H5 oraz Cobija H6, spośród 11 chondrytów zwyczajnych grupy H. Oznacza to, że blisko 40% spośród mierzonych chondrytów zwyczajnych posiada w tych warunkach bezwładność cieplną właśnie w przedziale maksimum rozkładu. Bezwładność cieplna chondrytu Jezersko  $\Gamma(\sim 300\text{ K}, vacuum)$  wynosząca 1802 ( $\pm 300$ ) tiu, jak wyżej pokazano, mieści się w zakresie wartości  $\Gamma$  występujących w chondrytach zwyczajnych w warunkach próżni (przedział 1290–2730 tiu, a na histogramie to przedział 1300–2700 tiu), jest bliska wartości średniej  $\Gamma_{mean}(\sim 300\text{ K}, vacuum) = 2050 (\pm 390)$  tiu, jak już wspomniano. Wyniki te pokazują, że bezwładność cieplna chondrytu Jezersko  $\Gamma(\sim 300\text{ K},$

$vacuum)$  mieści się w przedziale wartości bezwładności cieplnej 1800–2000 tiu i jest mniejsza niż ta odpowiadająca maksimum rozkładu.

Rysunek 3 prezentuje oba połączone rozkłady prawdopodobieństwa występowania określonych wartości bezwładności cieplnej wyznaczonych dla temperatury pokojowej chondrytów zwyczajnych należących do grupy H oraz należącego do tej samej grupy chondrytu Jezersko. Pokazuje on, że:

- rozkład prawdopodobieństwa bezwładności cieplnej odpowiadający warunkom próżni jest przesunięty w stronę mniejszych wartości  $\Gamma$  w stosunku do rozkładu bezwładności cieplnej chondrytów zwyczajnych typu H dla warunków powietrza pod ciśnieniem 1 atm;
- maksimum rozkładu jest także przesunięte w stronę mniejszych wartości  $\Gamma$  i jest prawie dwukrotnie niższe (0,286) niż wysokość maksimum określonego dla pomiarów wykonanych w powietrzu (0,523).

Rysunek 4 prezentuje rozkład prawdopodobieństwa stosunku bezwładności cieplnej dla 11 chondrytów zwyczajnych typu H w powietrzu pod ciśnieniem 1 atm do bezwładności cieplnej w warunkach próżni w temperaturze pokojowej (296 K). Maksimum rozkładu wypada dla stosunku  $(\Gamma(296\text{ K}, air)/\Gamma(296\text{ K}, vacuum))_{max} = 1,20 (\pm 0,05)$ .

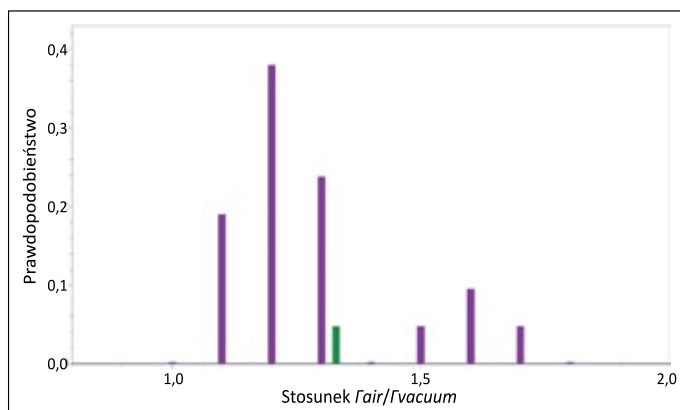
Bezwładność cieplna meteorytu Jezersko przewidywana dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm, jako ośrodka wypełniającego pory meteorytu, jest dla tej samej temperatury około 1,32 razy większa niż bezwładność cieplna przewidywana dla ośrodka, którym jest próżnia. Stosunek bezwładności cieplnej określonej w powietrzu do bezwładności cieplnej określonej w próżni jest w przypadku każdej temperatury równy 1,323



dla meteorytu Jezersko. Wartość tego stosunku jest zbliżona do stosunku określonego dla chondrytów Covert H5 (1,324) oraz Slovak H5 (1,311) i jest zbliżona do średniej wartości stosunku dla jedenastu (21 pomiarów) chondrytów grupy H: 1,28 ( $\pm 0,18$ ) w temperaturze pokojowej (296 K  $\sim$  300 K) (Soini et al., 2020).

Rysunek 5 prezentuje zestawienie graficzne wartości bezwładności cieplnej  $\Gamma$  przewidywanych dla meteorytu Jezersko w temperaturach 200 K i 300 K w warunkach próżni oraz w powietrzu pod normalnym ciśnieniem 1 atm oraz wartości  $\Gamma$  wyznaczone przez autora z danych literaturowych  $C_p$ ,  $K$  oraz  $db$  wybranych chondrytów zwyczajnych należących do grupy H w tych samych temperaturach (200 K oraz 300 K) w powietrzu i w próżni. Pokazuje on, że bezwładność cieplna chondrytu Jezersko mieści się w zakresie wartości chondrytów zwyczajnych grupy H, a niektóre wartości  $\Gamma$  chondrytów H i L, m.in. Pułtusk H5, Covert H5, Slovak H5, Y-74191 L3 (Yomogida i Matsui, 1983), Y-74647 H5, Y-74156 H4, Bruderheim L6, ALH-77231 L6 (Yomogida i Matsui, 1983) oraz Lumpkin L6 (Opeil et al., 2010, 2012) są bardzo zbliżone do meteorytu Jezersko.

Do określenia bezwładności cieplnej  $\Gamma(T)$  chondrytu Jezersko w próżni dla różnych temperatur wykorzystano wartości współczynnika  $a(T)$  wyznaczone dla sześciu wyżej wymienionych chondrytów zwyczajnych: Y-74647 H4, Y-74191 L3, Y-74156 H4, MET-78003 L6, Kunashak L6 oraz Gladstone H6 (Yomogida i Matsui, 1983). Są to te same

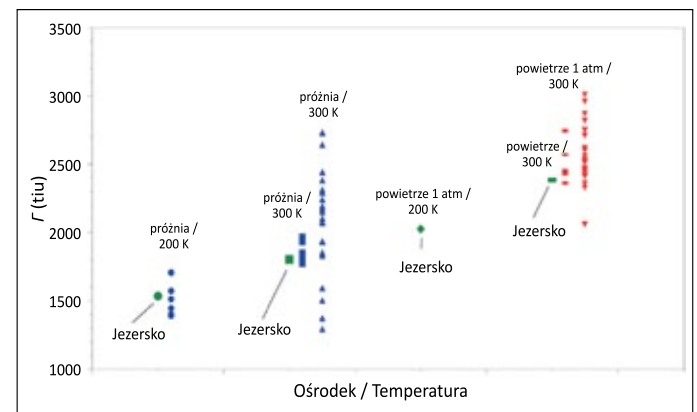


**Rysunek 4.** Rozkład prawdopodobieństwa stosunku bezwładności cieplnej dla 11 chondrytów zwyczajnych typu H w powietrzu pod ciśnieniem 1 atm do bezwładności cieplnej w warunkach próżni w temperaturze pokojowej (296 K)  $\Gamma(296 \text{ K, air})/\Gamma(296 \text{ K, vacuum})$ . Kolor fioletowy – wartości  $\Gamma(296 \text{ K, air})/\Gamma(296 \text{ K, vacuum})$  dla chondrytów zwyczajnych badanych przez Soini et al. (2020), kolor zielony – wartość stosunku dla chondrytu Jezersko

**Figure 4.** Probability distribution of the ratio of thermal inertia for eleven H-type ordinary chondrites in air at a pressure of 1 atm to thermal inertia under vacuum conditions at room temperature (296 K)  $\Gamma(296 \text{ K, air})/\Gamma(296 \text{ K, vacuum})$ . Purple:  $\Gamma(296 \text{ K, air})/\Gamma(296 \text{ K, vacuum})$  values for ordinary chondrites studied by Soini et al., (2020), green: ratio value for the Jezersko chondrite

wartości, co wykorzystane wcześniej do określenia wartości  $\Gamma$  w powietrzu o ciśnieniu normalnym w różnych temperaturach. Zastosowanie równania (17) prowadzi do następujących bezwładności cieplnych meteorytu Jezersko w próżni dla zakresu temperatur od 100 K do 500 K:  $\Gamma(100 \text{ K}) = 886$  tiu,  $\Gamma(150 \text{ K}) = 1290$  tiu,  $\Gamma(200 \text{ K}) = 1533$  tiu,  $\Gamma(300 \text{ K}) = 1802$  tiu,  $\Gamma(350 \text{ K}) = 1837$  tiu,  $\Gamma(400 \text{ K}) = 1875$  tiu,  $\Gamma(450 \text{ K}) = 1888$  tiu oraz  $\Gamma(500 \text{ K}) = 1888$  tiu.

Przewidywanie zależności temperaturowej bezwładności cieplnej meteorytu Jezersko  $\Gamma(T)$  oparto na założeniu, że stosunki bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko  $\Gamma(T)/\Gamma(300 \text{ K})$



**Rysunek 5.** Zestawienie wartości bezwładności cieplnej  $\Gamma$  przewidywanych dla meteorytu Jezersko w temperaturach 200 K i 300 K w warunkach próżni oraz w powietrzu pod normalnym ciśnieniem 1 atm oraz wartości  $\Gamma$  wyznaczone przez autora z danych literaturowych  $C_p$ ,  $K$  oraz  $db$  wybranych chondrytów zwyczajnych należących do grupy H w tych samych temperaturach w powietrzu i w próżni. Kolor zielony – dane dla meteorytu Jezersko, kolor niebieski – wartości  $\Gamma$  chondrytów zwyczajnych dla warunków próżni, kolor czerwony – wartości  $\Gamma$  chondrytów zwyczajnych dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm. Trójkąty oraz odwrócone trójkąty wskazują wartości  $\Gamma$  określone z danych  $db$ ,  $K$  oraz  $C_p$  wyznaczonych przez Soini et al. (2020), przy czym niektóre wartości  $C_p$  zostały określone przez autora z zależności  $C_p(db)$  (Szurgot, 2011). Wartości  $\Gamma$  wskazane przez niebieskie koła, niebieskie kwadraty oraz czerwone prostokąty to dane uzyskane dla chondrytów H o najbardziej zbliżonych do meteorytu Jezersko wartościach bezwładności cieplnej, które wskazano w tekście

**Figure 5.** A summary of the thermal inertia values  $\Gamma$  predicted for the Jezersko meteorite at temperatures of 200 K and 300 K in vacuum conditions and in air at normal pressure (1 atm), along with the values of  $\Gamma$  determined by the author from the literature data on  $C_p$ ,  $K$ , and  $db$  of selected ordinary chondrites belonging to the H group at the same temperatures in air and vacuum. Green: data for the Jezersko meteorite, blue: values of  $\Gamma$  ordinary chondrites for vacuum conditions, red: values of  $\Gamma$  ordinary chondrites for air at a pressure of 1 atm. Triangles and inverted triangles denote  $\Gamma$  values determined from  $db$ ,  $K$  and  $C_p$  data obtained by Soini et al. (2020), with some  $C_p$  values determined by the author from the  $C_p(db)$  relation (Szurgot, 2011). The values  $\Gamma$  indicated by blue circles, blue squares, and red rectangles are the data obtained for H chondrites with thermal inertia values most similar to those of the Jezersko meteorite, indicated in the text

są dla każdej z temperatur takie same jak wartości średniego stosunku  $\Gamma(T)/\Gamma(300\text{ K})$  reprezentatywnej grupy sześciu wyżej wymienionych chondrytów zwyczajnych: Y-74647 H4, Y-74191 L3, Y-74156 H4, MET-78003 L6, Kunashak L6 oraz Gladstone H6 (Yomogida i Matsui, 1983), stosując równanie (17) i wyżej wymienione wartości współczynników  $a(T)$ .

Drugim założeniem jest, że funkcja opisująca zależność temperaturową  $\Gamma(T)$  chondrytu Jezersko jest taką samą funkcją, jaka opisuje inne chondryty zwyczajne, tj. funkcją eksponenoidalną typu:

$$\Gamma(T) = A \cdot \exp(-C \cdot T) + B \quad (18)$$

gdzie:  $T$  – temperatura bezwzględna [K],  $A$ ,  $B$  i  $C$  – stałe.

Dane eksperymentalne  $C_p$ ,  $K$ ,  $db$  oraz  $\chi = 1/\Gamma$  Yomogidy i Matsuiego (1983) pozwoliły autorowi ustalić dopasowanie  $\Gamma(T)$  dla chondrytów Gladstone H6 i Y-74191 L3 oraz innych chondrytów zwyczajnych dzięki wykorzystaniu tej właśnie funkcji.

Dopasowanie wyrażone równaniem (18) dla dwóch chondrytów zwyczajnych Gladstone H6 i Y-74191 L3 pokazano na rysunku 6, a dla chondrytu Jezersko H4 w powietrzu pod ciśnieniem normalnym i w próżni na rysunku 7. Rysunek 8 prezentuje porównanie zależności temperaturowej bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko H4 dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm = 10<sup>5</sup> Pa oraz bezwładności cieplnej chondrytu Gladstone H6 (krzywe górne), a także porównanie bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko H4 dla próżni i bezwładności cieplnej chondrytu Y-74191 L3 (krzywe dolne). Wartości stałych  $A$ ,  $C$  oraz  $B$  równania (18) dla wymienionych trzech meteorytów: Jezersko H4, Gladstone H5 oraz Y-74191 L3 zebrano w tabeli 4.

**Tabela 4.** Wartości stałych  $A$ ,  $C$  i  $B$  równania (18) dla meteorytów Jezersko H4, Gladstone H6 oraz Y-74191 L3

**Table 4.** Values of  $A$ ,  $C$  and  $B$  constants of Equation (18) for the Jezersko H4, Gladstone H6 and Y-74191 L3 meteorites

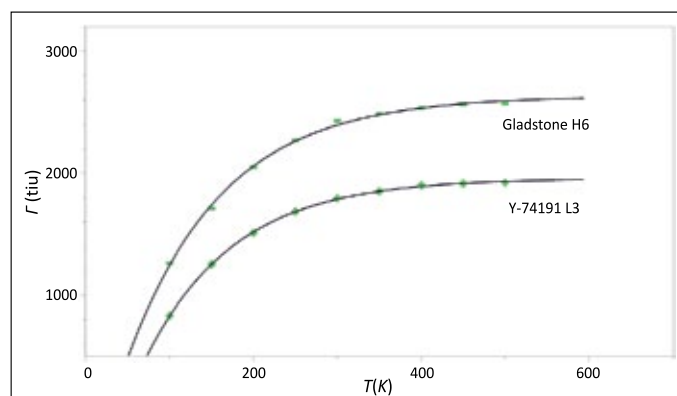
Meteoryt	$A$	$C$	$B$	RMSE*
Jezersko ( <i>vacuum</i> )	-2844	0,01008	1920	12
Y-74191 ( <i>vacuum</i> )	-2893	0,009425	1959	7
Jezersko ( <i>air 1 atm</i> )	-3757	0,01008	2540	17
Gladstone ( <i>vacuum</i> )	-3337	0,008802	2632	21

\* Błąd średni (ang. *root mean square error*)

Przewidywane wartości współczynników  $A$ ,  $B$  i  $C$  dla chondrytu Jezersko (powietrze pod ciśnieniem 1 atm) są porównywalne ze stałymi dla chondrytu Gladstone H6: dla chondrytu Jezersko  $A = -3757$ ,  $B = 2540$ ,  $C = 0,01008$ , a dla chondrytu Gladstone H6  $A = -3337$ ,  $B = 2632$  i  $C = 0,008802$ .

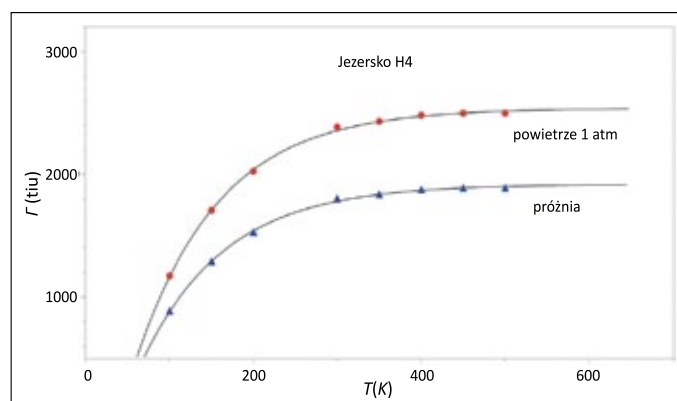
Przewidywane wartości współczynników  $A$ ,  $B$  i  $C$  dla chondrytu Jezersko w warunkach próżni są porównywalne ze stałymi dla chondrytu Y-74191 L3: dla chondrytu Jezersko

$A = -2844$ ,  $B = 1920$ ,  $C = 0,01008$ , a dla chondrytu Y-74191 L3  $A = -2893$ ,  $B = 1959$  i  $C = 0,009425$  (tabela 4). Wartości bezwładności cieplnej dla chondrytów Jezersko i Gladstone



**Rysunek 6.** Zależność temperaturowa bezwładności cieplnej wyznaczonej dla próżni dla chondrytów zwyczajnych Gladstone H6 (krzywa górna) i Y-74191 L3 (krzywa dolna) i teoretyczne dopasowanie funkcją typu  $\Gamma(T) = A \cdot \exp(-C \cdot T) + B$ . Stałe  $A$ ,  $B$ ,  $C$  zestawiono w tabeli 4, a wartości  $\Gamma$  w tabeli 5. Wartości  $\Gamma$  dla chondrytów Gladstone i Y-74191 obliczono na podstawie eksperymentalnych danych  $K$ ,  $db$  i  $C_p$  Yomogidy i Matsuiego (1983)

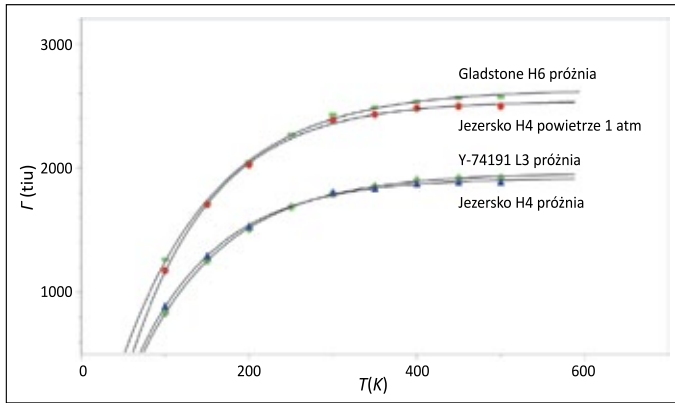
**Figure 6.** The temperature dependence of thermal inertia determined for vacuum conditions of the Gladstone H6 (upper curve) and Y-74191 L3 (lower curve) ordinary chondrites, along with the theoretical fit using the function of  $\Gamma(T) = A \cdot \exp(-C \cdot T) + B$  type.  $A$ ,  $B$ ,  $C$  constants are summarized in Table 4, while the  $\Gamma$  values in Table 5.  $\Gamma$  values for the Gladstone and Y-74191 chondrites were calculated based on  $K$ ,  $db$ , and  $C_p$  experimental data from Yomogida and Matsui (1983)



**Rysunek 7.** Zależność temperaturowa bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko H4 dla (a) powietrza pod ciśnieniem 1 atm = 10<sup>5</sup> Pa (krzywa górna), (b) próżni (krzywa dolna). Dla obu krzywych teoretyczne dopasowanie zrealizowano funkcją typu  $\Gamma(T) = A \cdot \exp(-C \cdot T) + B$ . Stałe  $A$ ,  $B$ ,  $C$  zestawiono w tabeli 4, a wartości  $\Gamma$  w tabeli 5

**Figure 7.** Temperature dependence of thermal inertia of the Jezersko H4 chondrite for a) air at a pressure of 1 atm = 10<sup>5</sup> Pa (upper curve), b) vacuum (lower curve). For both curves, the theoretical fit was achieved using the function of  $\Gamma(T) = A \cdot \exp(-C \cdot T) + B$ .  $A$ ,  $B$ ,  $C$  constants are summarized in Table 4, while  $\Gamma$  values in Table 5

oraz dla chondrytu antarktycznego Y-74191 dla temperatur 100 K, 200 K, 300 K, 400 K i 500 K wyznaczone na podstawie równania (1) oraz przewidywane przez równanie (18) (podane w nawiasach) zebrano w tabeli 5.



**Rysunek 8.** Porównanie zależności temperaturowej bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko H4 dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm =  $10^5$  Pa oraz chondrytu Gładstone H6 dla próżni (krzywe górne), a także chondrytu Jezersko H4 i chondrytu Y-74191 L3 dla próżni (krzywe dolne). Widać bardzo zbliżone wartości bezwładności cieplnej meteorytu Jezersko i chondrytów zwyczajnych Gładstone oraz Y-74191. Ze względu na brak danych eksperymentalnych przewodności cieplnej chondrytu Gładstone oraz chondrytu Y-74191 wartości bezwładności cieplnej w powietrzu dla tych meteorytów nie zostały wyznaczone i nie są prezentowane na tym rysunku

**Figure 8.** Comparison of the temperature dependence of thermal inertia of the Jezersko H4 chondrite for air at a pressure of 1 atm =  $10^5$  Pa and the Gladstone H6 chondrite (upper curves), as well as the Jezersko H4 chondrite for vacuum and L3 Y-74191 chondrite (lower curves). It can be seen that the thermal inertia values of the Jezersko meteorite and the Gladstone and Y-74191 common chondrites are very similar. Due to the lack of experimental data on the thermal conductivity of the Gladstone chondrite and Y-74191 chondrite, the values of thermal inertia in air for these meteorites have not been determined and are not presented in this figure

**Tabela 5.** Wartości bezwładności cieplnej  $\Gamma$ (tiu) przewidywane dla próżni za pomocą równania (18) dla meteorytów Gladstone, Y-74191 oraz Jezersko w próżni oraz w powietrzu w temperaturach 100 K, 200 K, 300 K, 400 K i 500 K. Wartości  $\Gamma$  wyznaczone za pomocą równania (18) podano w nawiasach. Przewidywane przez równanie (1) wartości  $\Gamma$  dla chondrytów Gladstone i Y-74191 oparto na danych eksperymentalnych Yomogidy i Matsuiego (1983):  $C_p$ ,  $K$  oraz  $db$

**Table 5.** Thermal inertia values  $\Gamma$ (tiu) predicted for vacuum using Equation (18) for the Gladstone, Y-74191, and Jezersko meteorites in vacuum and air at temperatures of 100 K, 200 K, 300 K, 400 K, and 500 K. The  $\Gamma$  values determined by Equation (18) are given in parentheses. The  $\Gamma$  values predicted by Equation (1) for the Gladstone and Y-74191 chondrites were based on experimental data from Yomogida and Matsui (1983):  $C_p$ ,  $K$  and  $db$

Meteoryt	100 K	200 K	300 K	400 K	500 K
Jezersko (próżnia)	886 (882)	1533 (1541)	1802 (1782)	1875 (1870)	1888 (1902)
Y-74191 (próżnia)	833 (832)	1511 (1520)	1795 (1788)	1901 (1892)	1923 (1933)
Jezersko (powietrze 1 atm)	1173 (1169)	2024 (2040)	2384 (2357)	2481 (2473)	2497 (2516)
Gładstone (próżnia)	1263 (1248)	2049 (2058)	2427 (2394)	2532 (2533)	2571 (2591)

Bezwładność cieplna meteorytu Jezersko przewidywana w powietrzu pod ciśnieniem 1 atm jest około 1,32 razy większa niż w próżni:  $\Gamma(300 \text{ K, powietrze 1 atm})/\Gamma(300 \text{ K, próżnia}) = 2384/1802 = 1,322$  w temperaturze 300 K i jest około 1,18 razy większa w temperaturze 300 K niż w temperaturze 200 K w próżni:  $\Gamma(300 \text{ K, próżnia})/\Gamma(200 \text{ K, próżnia}) = 1802/1533 = 1,175$ .

Oprócz rodzaju ośrodka i temperatury również porowatość wpływa na bezwładność cieplną materii meteorytów. Bezwładność cieplna chondrytu Jezersko o porowatości 10,1% (Szurgot, 2019) jest w temperaturze pokojowej w próżni około 12% wyższa niż bezwładność cieplna chondrytu Metsäkylä, o wyższej porowatości, wynoszącej 15,8% (Soini et al., 2020).

Wykonana przez autora (Szurgot, 2024) analiza danych eksperymentalnych uzyskanych przez Yomogidę i Matsuiego (1983), a dotyczących właściwości termofizycznych chondrytów zwyczajnych w próżni wskazuje, że zależność  $\Gamma$ (porowatość) tej grupy meteorytów jest liniową funkcją porowatości (równanie (13)). Zależność  $\Gamma(\Phi)$  może być wykorzystana do przewidywania wartości bezwładności cieplnej chondrytów zwyczajnych, w tym chondrytu Jezersko i weryfikacji wyników  $\Gamma$  otrzymanych dla tego chondrytu. Jak już wspomniano, współczynniki  $a$  i  $b$  równania (13) zależą od temperatury i są różne dla dwóch grup chondrytów: grupy H i grupy L (Szurgot, 2024). Dla chondrytów grupy H, do której należy chondryt Jezersko, zależność  $\Gamma(\Phi)$  przyjmuje następującą postać:

- dla temperatury 200 K i próżni:

$$\Gamma_H(200 \text{ K}) = -156,8 \cdot \Phi [\%] + 3166 \quad (19)$$

$$\text{a } RMSE = 330 \text{ tIU, } R^2 = 0,86$$

- natomiast dla temperatury 300 K i próżni:

$$\Gamma_H(300 \text{ K}) = -170,7 \cdot \Phi [\%] + 3510 \quad (20)$$

$$\text{a } RMSE = 360 \text{ tIU, } R^2 = 0,86.$$

Dla porowatości takiej, jaką wyznaczono dla meteorytu Jezersko:  $\Phi = 10,1 (\pm 0,7)\%$  (Szurgot, 2019), otrzymuje się z równania (19) wartość bezwładności cieplnej skały chondrytu Jezersko w temperaturze 200 K w próżni wynoszącą  $\Gamma H(200\text{ K}, vacuum) = 1582 (\pm 74)$  tiu, a z równania (20) – wartość bezwładności cieplnej w temperaturze 300 K w próżni  $\Gamma H(300\text{ K}, vacuum) = 1786 (\pm 145)$  tiu. Są to wartości akceptowalne bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko, ponieważ określone równaniem definicyjnym (równanie (1)) wartości bezwładności cieplnej tego chondrytu w próżni (tabela 3) i wartości przewidywane przez temperaturową zależność  $\Gamma(T)$  (równanie (18)) są bardzo zbliżone (tabela 5).

Wartość  $\Gamma$  meteorytu Jezersko jest porównywalna z bezwładnością cieplną chondrytu Cronstad H5, która według danych Opeila et al. (2010) dla określonych przez nich wartości  $C_p$ ,  $K$  oraz  $db$ : 550 J/(kg · K), 1,88 W/(m · K) i 3150 kg/m<sup>3</sup> wynosi 1805 tiu w temperaturze 200 K w próżni.

Obie wielkości – bezwładność cieplna, która charakteryzuje powierzchnie planetoid i wpływa na różne efekty Yarkowskiego, i dyfuzyjność cieplna, która określa ewolucję cieplną wnętrza planetoid – są zależne od ciepła właściwego, przewodności cieplnej i gęstości objętościowej (Macke et al., 2019). Równania (1) i (7) określają te zależności. Dla dużych przewodności cieplnych obie wielkości  $D$  i  $\Gamma$  są duże, a dla dużych  $C_p$  oraz dużych  $dbulk$  –  $\Gamma$  jest duże, a  $D$  jest małe. Regolit planetoid ma wyraźnie mniejszą gęstość objętościową w stosunku do skały litej, a to oznacza wyraźnie mniejszą wartość  $\Gamma$  dla powierzchni planetoid pokrytej regolitem w stosunku do skały litej zbudowanej z tych samych minerałów (Opeil et al., 2020).

W tabeli 6 zebrano dane o bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko wyznaczone dla dwóch ośrodków: powietrza

pod ciśnieniem atmosferycznym 1 atm oraz próżni dla dwóch temperatur: 200 K i 296–300 K. Bezwładność cieplną meteorytu Jezersko obliczono, wykorzystując wzór definicyjny  $\Gamma(K, db, C_p)$  (równanie (1)), zależność temperaturową bezwładności cieplnej  $\Gamma(T)$  (równanie (18)) oraz zależność bezwładności cieplnej od porowatości  $\Gamma(\Phi)$  (równania (19) i (20)) Szczegółowa dyskusja uzyskanych i także tutaj prezentowanych wyników bezwładności cieplnej meteorytu Jezersko była przeprowadzona wcześniej. Teraz będzie zaprezentowane podsumowanie ogólne.

Wyniki pokazują, że bezwładność cieplna chondrytu Jezersko zależy od ośrodka, w którym jest umieszczony meteoryt, i od temperatury. Bezwładność cieplna chondrytu Jezersko jest większa w wyższej temperaturze i jest większa w powietrzu niż w próżni. Wartości  $\Gamma$  chondrytu Jezersko wyznaczone z równania definiującego bezwładność cieplną  $\Gamma(K, db, C_p)$  są dobrze potwierdzone wynikami uzyskanymi z zależności temperaturowej  $\Gamma(T)$  i z zależności  $\Gamma(\Phi)$ . Dla każdego z ośrodków i dla każdej temperatury przedział wyników  $\Gamma$  dla chondrytu Jezersko jest dość wąski, co dowodzi zadowalającej precyzji przewidywań. Przedział ten dla temperatury pokojowej (296–300 K) wynosi: dla powietrza: 27 tiu (2357–2384 tiu), dla próżni: 20 tiu (1782–1802 tiu); a dla temperatury 200 K wynosi: dla powietrza: 16 tiu (2024–2040 tiu), dla próżni: 49 tiu (1533–1582 tiu) (tabela 6).

Chondryt Pułtusk H5 jest meteoritem, który wciąż fascynuje współczesnych badaczy materii pozaziemskiej. Dotychczasowe badania tego meteorytu przeprowadzone przez autora objęły średni ciężar atomowy (25,04) i średnią liczbę atomową (12,335) (Szurgot, 2015a, 2015b, 2016), niektóre właściwości termofizyczne: objętościowe ciepło właściwe

**Tabela 6.** Wartości bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko H4 wyznaczone w niniejszej pracy dla temperatury pokojowej (296–300 K) i dla temperatury 200 K dla warunków próżni ( $\Gamma_{vacuum}(296\text{--}300\text{ K})$  i  $\Gamma_{vacuum}(200\text{ K})$ ) oraz dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm ( $\Gamma_{Air}(296\text{--}300\text{ K})$  i  $\Gamma_{Air}(200\text{ K})$ )

**Table 6.** Values of thermal inertia of the Jezersko H4 chondrite determined in this study for room temperature (296–300 K) and for a temperature of 200 K for vacuum conditions ( $\Gamma_{vacuum}(296\text{--}300\text{ K})$  and  $\Gamma_{vacuum}(200\text{ K})$ ), as well as for air at pressure of 1 atm ( $\Gamma_{Air}(296\text{--}300\text{ K})$  and  $\Gamma_{Air}(200\text{ K})$ )

Meteoryt	$\Gamma_{Air}(296\text{--}300\text{ K})$ [tiu]	$\Gamma_{vacuum}(296\text{--}300\text{ K})$ [tiu]	$\Gamma_{Air}(200\text{ K})$ [tiu]	$\Gamma_{vacuum}(200\text{ K})$ [tiu]
Jezersko H4	2384 ( $\pm 207$ ) równanie (1) $\Gamma(K, db, C_p)$	1802 ( $\pm 300$ ) równanie (1) $\Gamma(K, db, C_p)$	2024 ( $\pm 266$ ) równanie (1) $\Gamma(K, db, C_p)$	1533 ( $\pm 245$ ) równanie (1) $\Gamma(K, db, C_p)$
	2357 ( $\pm 17$ ) równanie (18) $\Gamma(T)$	1782 ( $\pm 12$ ) równanie (18) $\Gamma(T)$	2040 ( $\pm 17$ ) równanie (18) $\Gamma(T)$	1541 ( $\pm 12$ ) równanie (18) $\Gamma(T)$
	(–)	1786 ( $\pm 145$ ) równanie (20) $\Gamma(\Phi)$	(–)	1582 ( $\pm 74$ ) równanie (19) $\Gamma(\Phi)$
Zakres	2357–2384 (27)	1782–1802 (20)	2024–2040 (16)	1533–1582 (49)
$\Gamma(K, db, C_p)$ – równanie (1), $\Gamma(T)$ – równanie (18) dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm i dla próżni, $\Gamma(\Phi)$ – równania (19) i (20) dla próżni $\Gamma(K, db, C_p)$ – equation (1), $\Gamma(T)$ – equation (18) for air at a pressure of 1 atm, and for vacuum, $\Gamma(\Phi)$ – equations (19) and (20) for vacuum				



(1,9 MJ/(m<sup>3</sup> · K) w 200 K i 2,4 MJ/(m<sup>3</sup> · K) w 300 K) oraz ciepło atomowe (13,4 J/(mol · K) w 200 K i 17,1–17,2 J/(mol · K) w 300 K) (Szurgot, 2020). Ponadto dla meteorytu Pułtusk określona została zależność pomiędzy jego gęstością objętościową a porowatością  $db(\Phi)$ , która pozwoliła zweryfikować jego gęstość ziaren (Szurgot, 2021b). Średnia gęstość ziaren meteorytu Pułtusk wynikająca ze związku  $db(\Phi)$  wynosi:  $dgr = 3,71 (\pm 0,04) \text{ g/cm}^3$  (Szurgot, 2021b), a określona przez Mackego (2010) średnia gęstość ziaren meteorytu Pułtusk wynosi:  $dgr = 3,72 \text{ g/cm}^3$ , przy czym zakres wartości  $dgr$  różnych próbek tego chondrytu wynosi 3,54–3,89 g/cm<sup>3</sup>.

W niniejszej pracy podjęto próbę określenia bezwładności cieplnej tego meteorytu. Bezwładność cieplną chondrytu Pułtusk obliczono dla warunków próżni ze wzoru definiującego  $\Gamma$  (równanie (1)). Wykorzystano następujące dane:

- dla gęstości objętościowej i przewodności cieplnej:  $db = 3460 \text{ kg/m}^3$  (Macke, 2010, Macke et al., 2019),  $K(200 \text{ K}) = 1,25 \text{ W/(m} \cdot \text{K)}$ ,  $K(300 \text{ K}) = 1,33 \text{ W/(m} \cdot \text{K)}$  (Opeil et al., 2012);
- dla ciepła właściwego wartości:  $Cp(200 \text{ K}) = 535 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$  i  $Cp(300 \text{ K}) = 685 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$  (Macke et al., 2019). Otrzymano

wartości:  $\Gamma_{vacuum}(200 \text{ K}) = 1521 \text{ tiu}$  oraz  $\Gamma_{vacuum}(300 \text{ K}) = 1775 \text{ tiu}$ . Należy dodać, że wartości  $\Gamma$  tu obliczone dotyczą jednej z próbek chondrytu Pułtusk, próbki oznaczonej numerem 762 w watykańskiej kolekcji meteorytów (Macke, 2010; Macke et al., 2019), której wartości  $db$  oraz  $Cp(200 \text{ K})$  i  $Cp(300 \text{ K})$  do obliczeń  $\Gamma$  wykorzystano.

Ciekawy wniosek wynika z przewidywania ciepła właściwego chondrytu Jezersko dla temperatury 300 K na podstawie zależności ciepła właściwego od gęstości objętościowej, zależności odkrytej przez autora w 2011 roku (Szurgot, 2011) i zastosowanej m.in. do przewidywania ciepła właściwego chondrytu Sołtmany (Szurgot et al., 2012).

Zależność ta ma postać:

$$Cp(db)(\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})) = 306 + 1310/db \text{ (g/cm}^3) \quad (21)$$

która dla wartości  $db = 3,46 \text{ g/cm}^3$  przewiduje  $Cp(300 \text{ K}) = 685 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$ , tj. taką samą wartość, jaką zmierzono dla próbki 762 (Macke, 2010; Macke et al., 2019).

W tabeli 7 zestawiono, w celach porównawczych, wartości bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko i wybranych chondrytów zwyczajnych typu H i typu L. Celem wyboru

**Tabela 7.** Wartości bezwładności cieplnej wybranych chondrytów zwyczajnych typu H i typu L w temperaturze pokojowej (296–300 K) dla warunków próżni ( $\Gamma_{vacuum}(296\text{--}300 \text{ K})$ ) i dla powietrza ( $\Gamma_{Air}(296\text{--}300 \text{ K})$ ) pod ciśnieniem 1 atm oraz wyznaczone w niniejszej pracy dla temperatury 200 K dla warunków próżni oraz dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm ( $\Gamma_{Air}(200 \text{ K})$  i  $\Gamma_{vacuum}(200 \text{ K})$ ). Dane eksperymentalne  $Cp$ ,  $K$  oraz  $db$  do wyznaczenia bezwładności cieplnej dla chondrytów Slovak, Covert i Metsäkylä zostały uzyskane przez Soini et al. (2020), dane dla chondrytów Y-74191, Y-74647 i Y-74156 zostały uzyskane przez Yomogidę i Matsuego (1983), dane o chondrycie Lumpkin i chondrycie Pułtusk zostały otrzymane przez Opeila et al. (2012), Mackego (2010) oraz Mackego et al. (2019), dane o bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko wyznaczono w niniejszej pracy z równania (1), definiującego  $\Gamma$

**Table 7.** Thermal inertia values of selected H and L-type ordinary chondrites at room temperature (296–300 K) for vacuum ( $\Gamma_{vacuum}(296\text{--}300 \text{ K})$ ) and air ( $\Gamma_{Air}(296\text{--}300 \text{ K})$ ) at a pressure of 1 atm, and values determined in this study for a temperature of 200 K for vacuum conditions and for air at a pressure of 1 atm ( $\Gamma_{Air}(200 \text{ K})$  and  $\Gamma_{vacuum}(200 \text{ K})$ ). Experimental data on  $Cp$ ,  $K$ , and  $db$  for the determination of thermal inertia for the Slovak, Covert, and Metsäkylä chondrites were obtained by Soini et al. (2020). Data for the Y-74191, Y-74647, and Y-74156 chondrites were obtained by Yomogida and Matsui (1983). Data on the Lumpkin and Pułtusk chondrites were obtained by Opeil et al. (2012), Macke (2010), and Macke et al. (2019). Data on the thermal inertia of the Jezersko chondrite were determined in this paper using Equation (1) defining  $\Gamma$

Meteoryt	$\Gamma_{Air}(296\text{--}300 \text{ K})$ [tiu]	$\Gamma_{vacuum}(296\text{--}300 \text{ K})$ [tiu]	$\Gamma_{Air}(200 \text{ K})$ [tiu]	$\Gamma_{vacuum}(200 \text{ K})$ [tiu]
Jezersko H4	2384	1802	2024	1533
Slovak H5	2530 $\Gamma(K, db, Cp)$	1930 $\Gamma(K, db, Cp)$	–	–
Covert H5	2450 2430 $\Gamma(K, db, Cp)$	1850 1830 $\Gamma(K, db, Cp)$	–	–
Metsäkylä H4	2360	1590	–	–
Y-74191 L3	–	1795 $\Gamma(K, db, Cp)$ 1788, $\Gamma(T)$	–	1511 $\Gamma(K, db, Cp)$ 1520, $\Gamma(T)$
Y-74647 H5	–	1704	–	1443
Y-74156 H4	–	1969	–	1706
Lumpkin L6	–	–	–	1560
Pułtusk H5	–	1775	–	1521

$\Gamma(K, db, Cp)$  – równanie (1),  $\Gamma(T)$  – równanie (18) dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm i dla próżni  
 $\Gamma(K, db, Cp)$  – equation (1),  $\Gamma(T)$  – equation (18) for air at a pressure of 1 atm, and for vacuum

danych do tej tabeli było wykazanie, że szereg chondrytów grupy H: Slovak H5, Covert H5, Y-74647 H5, Y-74156 H4, Metsäkylä H4 i Pułtusk H5 – oraz niektóre chondryty grupy L: Y-74191 L3 i Lumpkin L6 posiadają w tych samych warunkach bardzo zbliżone do chondrytu Jezersko wartości bezwładności cieplnej. To podobieństwo wykazano wcześniej w wielu miejscach niniejszej pracy i zaprezentowano m.in. na rysunkach 5 i 8 oraz w tabeli 4.

### Podsumowanie i wnioski

Niniejsza praca prezentuje wyniki przewidywań teoretycznych bezwładności cieplnej meteorytu Jezersko, sklasyfikowanego jako chondryt zwyczajny H4, S2(3), W2.

1. Stwierdzono, że bezwładność cieplna ( $\Gamma$ ) meteorytu Jezersko w powietrzu pod normalnym ciśnieniem wyznaczona z równania definiującego wynosi 2384 tiu w temperaturze pokojowej ( $\sim 300$  K), a 2024 tiu w temperaturze 200 K.
2. W warunkach próżni bezwładność cieplna meteorytu jest mniejsza i wynosi 1802 tiu w temperaturze 300 K i 1533 tiu w temperaturze 200 K.
3. Wyniki badań wskazują, że bezwładność cieplna chondrytu Jezersko mieści się w zakresie wartości bezwładności cieplnej materii dwóch grup chondrytów zwyczajnych: grupy H oraz grupy L i jest reprezentatywna zwłaszcza dla grupy H. W wielu przypadkach jest także bliska bezwładności cieplnej szeregu indywidualnych chondrytów H.
4. Bezwładność cieplna chondrytu Jezersko jest zbliżona do wartości bezwładności cieplnej następujących chondrytów zwyczajnych: Covert H5, Slovak H5, Gladstone H6, Kunashak L6, Cronstad H5, Lumpkin L6, Pułtusk H5, Gao-Guenie H5 i jest zbliżona do średniej wartości bezwładności cieplnej 11 chondrytów grupy H w powietrzu pod ciśnieniem 1 atm oraz bezwładności cieplnej tych chondrytów w próżni w temperaturze pokojowej.
5. Bezwładność cieplna meteorytu Jezersko przewidywana dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm jest dla tej samej temperatury około 1,32 razy większa niż bezwładność cieplna przewidywana dla ośrodka, którym jest próżnia. Stosunek bezwładności cieplnej określanej w powietrzu do bezwładności cieplnej meteorytu Jezersko określanej dla próżni ( $\Gamma_{\text{air}}/\Gamma_{\text{vacuum}}$ ) jest dla każdej temperatury równy 1,323.
6. Wartość stosunku  $\Gamma_{\text{air}}/\Gamma_{\text{vacuum}}$  jest zbliżona do stosunku określonego dla chondrytów Covert H5 (1,324) oraz Slovak H5 (1,311) i jest zbliżona do średniej wartości stosunku dla 11 chondrytów grupy H: 1,28 w temperaturze pokojowej.
7. Stosunek bezwładności cieplnej w temperaturze 300 K do bezwładności cieplnej w temperaturze 200 K jest dla meteorytu Jezersko równy  $\Gamma(300 \text{ K})/\Gamma(200 \text{ K}) = 1,178$ , zarówno dla powietrza, jak i dla próżni, i jest zbliżony do stosunku wyznaczonego dla chondrytów: Gladstone H6, Kunashak L6, Leeday A L6, Leeday B L6 oraz chondrytu Pułtusk H5 i mieści się w zakresie określonym dla nieantarktycznych chondrytów typu H w próżni.
8. Dane Yomogidy i Matsuiego (1983) pozwoliły ustalić funkcję dopasowania dla zależności temperaturowej bezwładności cieplnej  $\Gamma(T)$  dla grupy chondrytów zwyczajnych, a także przewidzieć funkcję dopasowania zależności temperaturowej bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko H4 dla dwóch ośrodków wypełniających wnętrze meteorytu Jezersko:
  - dla próżni;
  - dla powietrza pod ciśnieniem 1 atm.
9. Zależność temperaturową bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko określonej dla próżni oraz dla powietrza pod normalnym ciśnieniem dopasowano za pomocą funkcji wykładniczej typu  $\Gamma(T) = A \cdot \exp(-C \cdot T) + B$ , gdzie  $T$  jest temperaturą w skali bezwzględnej (K), natomiast  $A$ ,  $B$  i  $C$  są stałymi. Pokazano, że wartości stałych  $A$ ,  $C$  i  $B$  równania  $\Gamma(T)$  dla chondrytu Jezersko są porównywalne ze stałymi dla dwóch chondrytów: Gladstone H6 oraz Y-74191 L3.
10. Wykorzystując eksponencjalną funkcję dopasowania  $\Gamma(T)$ , obliczono wartości  $\Gamma$  dla różnych temperatur z zakresu 100–500 K. Uzyskano dobrą zgodność pomiędzy wartościami bezwładności cieplnej otrzymanymi na podstawie danych eksperymentalnych dotyczących przewodności cieplnej, gęstości objętościowej oraz ciepła właściwego a wartościami bezwładności cieplnej przewidywanymi na podstawie eksponencjalnej funkcji dopasowania  $\Gamma(T)$  dla trzech meteorytów: Jezersko, Gladstone oraz Y-74191.
11. Pokazano, że funkcja wykładnicza  $\Gamma(T)$  opisuje zadowalająco zależność temperaturową bezwładności cieplnej chondrytów Jezersko H4, Gladstone H6 oraz Y-74191 L3.
12. Nowo odkryta przez autora liniowa zależność  $\Gamma(\text{porowatość})$  dla chondrytów zwyczajnych (Szurgot, 2024) dobrze przewiduje dla dwóch temperatur: 200 K i 300 K wartości bezwładności cieplnej chondrytu Jezersko w próżni.

### Podziękowania

Autor serdecznie dziękuje Recenzentom za wnikliwą analizę zawartości naukowej pracy i za wszystkie cenne uwagi i sugestie dotyczące prezentacji wyników badań.

### Literatura

- Badescu V. (eds.) 2013. Asteroids: Prospective energy and material resources. Springer, Berlin, Heidelberg. DOI: 10.1007/978-3-642-39244-3.
- Beech M., Coulson I.M., Nie W., McCausland P., 2009. The thermal and physical characteristics of the Gao-Guenie (H5) meteorite.

- Planetary and Space Science*, 57: 764–770. DOI: 10.1016/j.pss.2009.01.002.
- Bottke W.F.J., Vokrouhlický D., Rubincam D.P., Nesvorný D., 2006. The Yarkovsky and Yorp effects: Implications for asteroid dynamics. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 34: 157–191. DOI: 10.1146/annurev.earth.34.031405.125154.
- Cambioni S., de Kleer K., Shepard M., 2022. The heterogeneous surface of asteroid (16) Psyche. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 127: e2021JE007091. DOI: 10.1029/2021JE007091.
- Cambioni S., Delbo M., Ryan A.J., Furfaro R., Asphaug A., 2019. Constraining the thermal properties of planetary surfaces using machine learning: Application to airless bodies. *Icarus*, 325: 16–30. DOI: 10.1016/j.icarus.2019.01.017.
- Campins H., Emery J.P., Kelley M., Fernández Y., Licandro J., Delbó M., Barucci A., Dotto E., 2009. Spitzer observations of spacecraft target 162173 (1999 JU3). *Astronomy & Astrophysics*, 503: L17–L20. DOI: 10.1051/0004-6361/200912374.
- Capria M.T., Tosi F., De Sanctis M.C., Capaccioni F., Ammannito E., Frigeri A., Zambon F., Fonte S., Palomba E., Turrini D., Titus T.N., Schröder S.E., Toplis M., Li J.-Y., Combe J.-P., Raymond C.A., Russell C.T., 2014. Vesta surface thermal properties map. *Geophysical Research Letters*, 41: 1438–1443. DOI: 10.1002/2013GL059026.
- Carlson T.N., Dodd J.K., Benjamin S.G., Cooper J.N., 1981. Satellite estimation of the surface energy balance, moisture availability and thermal inertia. *Journal of Applied Meteorology*, 20(1): 67–87. DOI: 10.1175/1520-0450(1981)020<0067:SEOTSE>2.0.CO;2.
- Ciazela M., Ciazela J., Pieterek B., 2021. High resolution apparent thermal inertia mapping on Mars. *Remote Sensing*, 13: 3692. DOI: 10.3390/rs13183692.
- Ciazela M., Ciazela J., Pieterek B., 2023. Differential apparent thermal inertia of sloping terrain on Mars: Implications for the magmatic intrusions at Olympus Mons. *Icarus*, 389: 115283. DOI: 10.1016/j.icarus.2022.115283.
- Cracknell A.P., Xue Y., 1996. Thermal inertia determination from space – a tutorial review. *International Journal of Remote Sensing*, 17: 431–461. DOI: 10.1080/01431169608949020.
- De Kleer K., Butler B., de Pater I., Gurwell M.A., Moullet A., Trumbo S., Spencer J., 2021. Ganymede's surface properties from millimeter and infrared thermal emission. *The Planetary Science Journal*, 2(1):5. DOI: 10.3847/PSJ/abcbf4.
- Delbo M., Dell'Oro A., Harris A.W., Mottola S., Mueller M., 2007. Thermal inertia of near-Earth asteroids and implications for the magnitude of the Yarkovsky effect. *Icarus*, 190: 236–249. DOI: 10.1016/j.icarus.2007.03.007.
- Delbo M., Tanga P., 2009. Thermal inertia of main belt asteroids smaller than 100 km from IRAS data. *Planetary and Space Science*, 57: 259–265. DOI: 10.1016/j.pss.2008.06.015.
- Emery J.F., Fernández Y.R., Kelley M.S.P., Warden K.T., Hergenrother C., Lauretta D.S., Drake M.J., Campins H., Ziffer J., 2014. Thermal infrared observations and thermophysical characterization of OSIRIS-REx target asteroid (101955) Bennu. *Icarus*, 234: 17–35. DOI: 10.1016/j.icarus.2014.02.005.
- Farinella P., Vokrouhlický V., Hartmann W.K., 1998. Meteorite delivery via Yarkovsky orbital drift. *Icarus*, 132: 378–387. DOI: 10.1006/icar.1997.5872.
- Farouki O.T., 1986. Thermal properties of soils. *Trans Tech Publications, Clausthal-Zellerfeld*.
- Fenton L.K., Bandfield J.L., Ward A.W., 2003. Aeolian processes in Proctor Crater on Mars: Sedimentary history as analyzed from multiple data sets. *Journal of Geophysical Research*, 108(E12): 5129. DOI: 10.1029/2002JE002015.
- Ferguson R.L., Christensen P.R., Kieffer H.H., 2006. High-resolution thermal inertia derived from the Thermal Emission Imaging System (THEMIS): Thermal model and applications. *Journal of Geophysical Research Planets*, 111: E12004. DOI: 10.1029/2006JE002735.
- Flynn G.J., Consolmagno G.J., Brown P., Macke R.J., 2018. Physical properties of the stone meteorites: Implications for the properties of their parent bodies. *Chemie der Erde*, 78(3): 269–298. DOI: 10.1016/j.chemer.2017.04.002.
- Fountain J.A., West E.A., 1970. Thermal conductivity of particulate basalt as a function of density in simulated lunar and Martian environments. *Journal of Geophysical Research*, 75: 4063–4069. DOI: 10.1029/JB075i020p04063.
- Godlewski T., 2018. Nowe podejście do problemu przemiarzenia gruntu w Polsce. *Acta Scientiarum Polonorum Architectura*, 17(3): 121–129. DOI: 10.22630/ASPA.2018.17.3.34.
- Golański M., 2011. Materiały budowlane jako masa termiczna w budynkach. *Przegląd Budowlany*, 12: 88–93.
- Goldstein R.M., Jurgens R.F., Yeomans D.K., 1981. Radar observations of apollo. *Icarus*, 48(1): 59–61. DOI: 10.1016/0019-1035(81)90153-6.
- Golubov O., Krugly Y.N., 2012. Tangential component of the YORP effect. *The Astrophysical Journal Letters*, 752: L11. DOI: 10.1088/2041-8205/752/1/L11.
- Harris A.W., 1998. A thermal model for Near-Earth Asteroids. *Icarus*, 131: 291. DOI: 10.1006/icar.1997.5865.
- Harris A.W., Drube L., 2016. Thermal tomography of asteroid surface structure. *The Astrophysical Journal*, 832: 127. DOI: 10.3847/0004-637X/832/2/127.
- Harris A.W., Mueller M., Delbó M., Bus S.J., 2005. The surface properties of small asteroids: peculiar Betulia: a case study. *Icarus*, 179: 95–108. DOI: 10.1016/j.icarus.2005.05.010.
- Hasegawa S., Müller T.G., Kawakami K., Kasuga T., Wada T., Ita Y., Takato N., Terada H., Fujiyoshi T., Abe M., 2008. Albedo, size, and surface characteristics of Hayabusa-2 sample-return target 162173 1999 JU3 from AKARI and Subaru observations. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 60: S399–S405. DOI: 10.1093/pasj/60.sp2.S399.
- Hayne P.O., Bandfield J.L., Siegler M.A., Vasavada A.R., Ghent R.R., Williams J.-P., Greenhagen B.T., Aharonson O., Elder C.M., Lucey P.G., Paige D.A., 2017. Global regolith thermophysical properties of the Moon from the Diviner Lunar Radiometer Experiment. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 122: 2371–2400. DOI: 10.1002/2017JE005387.
- Hinkle M.L., Howell E.S., Fernández Y.R., Magri C., Vervack Jr R.J., Marshall S.E., Crowell J.L., Rivkin A.S., 2022. The global thermophysical properties of (433) Eros. *Icarus*, 382: 114939.
- Jakosky B.M., 1986. On the thermal properties of Martian fines. *Icarus*, 66: 117–124. DOI: 10.1016/0019-1035(86)90011-4.
- Jakosky B.M., Mellon M.T., Kieffer H.H., Christensen P.R., Varnes E.S., Lee S.W., 2000. The thermal inertia of Mars from the Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer. *Journal of Geophysical Research*, 105: 9643–9652. DOI: 10.1029/1999JE001088.
- Krzysińska A.M., 2016. Thermal metamorphic evolution of the Pułtusk H chondrite breccia – compositional and textural maturity and temperature. *Geological Quarterly*, 60: 211–244. DOI: 10.7306/gq.1267.
- Krzysińska A.M., 2017. Contribution of early impact events to metal-silicate separation thermal annealing and volatile redistribution: evidence in the Pułtusk H chondrite. *Meteoritics & Planetary Science*, 52: 2305–2321. DOI: 10.1111/maps.12933.
- Lagerros J.S.V., 1998. Thermal physics of asteroids. *Ph.D. thesis, Uppsala University*.



- Lebofsky L.A., Veeder G.J., Rieke G.H., Lebofsky M.J., Matson D.L., Kowal C., Wynn-Williams C.G., Becklin E.E., 1981. The albedo and diameter of 1862 Apollo. *Icarus*, 48: 335–338. DOI: 10.1016/0019-1035(81)90114-7.
- Łuszczek K., 2018. Potential importance of metallic resources of ordinary chondrite parent bodies. *Mining Science*, 25: 71–83. DOI: 10.5277/msc182506.
- Łuszczek K., 2021. Chondryty zwyczajne i ich ciała macierzyste. *Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław*.
- Łuszczek K., Przylibski T.A., 2019. Potential deposits of selected metallic resources on L chondrite parent bodies. *Planetary and Space Science*, 168: 40–51. DOI: 10.1016/j.pss.2019.02.005.
- Łuszczek K., Przylibski T.A., 2021. Selected metal resources on H chondrite parent bodies. *Planetary and Space Science*, 206: 105309. DOI: 10.1016/j.pss.2021.105309.
- Macke R.J., 2010. Survey of meteorite physical properties: density, porosity and magnetic susceptibility. *Ph.D. Thesis, University of Central Florida, Orlando*.
- Macke R.J., Opeil C.P., Consolmagno G.J., 2019. Heat capacities of ordinary chondrite falls below 300 K. *Meteoritics & Planetary Science*, 54: 2729–2743. DOI: 10.1111/maps.13385.
- MacLennan E.M., Emery J.P., 2021. Thermophysical investigation of asteroid surfaces. I. Characterization of thermal inertia. *The Planetary Science Journal*, 2: 161. DOI: 10.3847/PSJ/ac1591.
- Marsset M., Brož M., Vernazza P., Drouard A., Castillo-Rogez J., Hanuš J., Viikinkoski M., Rambaux N., Carry B., Jorda L., Ševeček P., Birlan M., Marchis F., Podlowska-Gaca E., Asphaug E., Bartzak P., Berthier J., Cipriani F., Colas F., Dudziński G., Dumas C., Durech J., Ferrais M., Fétick R., Fusco T., Jehin E., Kaasalainen M., Kryszczyńska A., Lamy P., Le Coroller H., Marciniak A., Michalowski T., Michel P., Richardson D.C., Santana-Ros T., Tanga P., Vachier F., Vigan A., Witasse O., Yang B., 2020. The violent collisional history of aqueously evolved (2) Pallas. *Nature Astronomy*, 4: 569–576. DOI: 10.1038/s41550-019-1007-5.
- Marsset M., Carry B., Dumas C., Hanuš J., Viikinkoski M., Vernazza P., Müller T.G., Delbo M., Jehin E., Gillon M., Grice J., Yang B., Fusco T., Berthier J., Sonnett S., Kugel F., Caron J., Behrend R., 2017. 3D shape of asteroid (6) Hebe from VLT/SPHERE imaging: Implications for the origin of ordinary H chondrites. *Astronomy & Astrophysics*, 604: A64. DOI: 10.1051/0004-6361/201731021.
- Mellon M.T., Jakosky B.M., Kieffer H.H., Christensen P.R., 2000. High-resolution thermal inertia mapping from the Mars global surveyor thermal emission spectrometer. *Icarus*, 148: 437–455. DOI: 10.1006/icar.2000.6503.
- Miler M., Ambrožič B., Mitrič B., Gosar M., Šturm S., Dolenc M., Jeršek M., 2014. Mineral and chemical composition of the Jezersko meteorite – a new chondrite from Slovenia. *Meteoritics & Planetary Science*, 49: 1875–1887. DOI: 10.1111/maps.12365.
- Minkinia W., 2004. Pomiar termowizyjny – przyrządy i metody. *Politechnika Częstochowska, Częstochowa*.
- Mueller M., 2007. Surface properties of asteroids from mid-infrared observations and thermophysical modeling. *Ph.D. Thesis, Freie Universität, Berlin*.
- Mueller T.G., Lagerros J.S.V., 1998. Asteroids as far-infrared photometric standards for ISOPHOT. *Astronomy & Astrophysics*, 338: 340–352.
- Mueller T.G., Sekiguchi T., Kaasalainen M., Abe M., Hasegawa S., 2005. Thermal infrared observations of the Hayabusa spacecraft target asteroid 25143 Itokawa. *Astronomy & Astrophysics*, 443: 347–355. DOI: 10.1051/0004-6361:20053862.
- Müller T.G., Durech J., Hasegawa S., Abe M., Kawakami K., Kasuga T., Kinoshita D., Kuroda D., Urakawa S., Okumura S., Sarugaku Y., Miyasaka S., Takagi Y., Weissman P.R., Choi Y.-J., Larson S., Yanagisawa K., Nagayama S., 2018. Thermo-physical properties of 162173 (1999 JU3), a potential flyby and rendezvous target for interplanetary missions. *Astronomy & Astrophysics*, 525: A145. DOI: 10.1051/0004-6361/201015599.
- Müller T.G., Kiss C., Scheirich P., Pravec P., O'Rourke L., Vilenius E., Altieri B., 2014. Thermal infrared observations of asteroid (99942) Apophis with Herschel. *Astronomy & Astrophysics*, 566: A22. DOI: 10.1051/0004-6361/201423841.
- Nagórski R., Stawarz P., Nagórska M., 2013. Rozkład temperatury w nawierzchni drogowej – zastosowanie metod analitycznych. *TTS Technika Transportu Szybowego: koleje, tramwaje, metro*, 10: 379–390.
- Okada T., 2016. Thermal inertia of surface materials of solar system small bodies and its dependence on porosity. *47<sup>th</sup> Lunar and Planetary Science Conference*, Abstract #1457.
- Okada T., Fukuhara T., Tanaka S., Taguchi M., Imamura T., Arai T., Hiroki Senshu H., Ogawa Y., Demura H., Kitazato K., Nakamura R., Kouyama T., Tomohiko Sekiguchi T., Hasegawa S., Matsunaga T., Wada T., Takita J., Sakatani N., Horikawa Y., Endo K., Helbert J., Müller T.G., Hagermann A., 2017. Thermal infrared imaging experiments of C-Type asteroid 162173 Ryugu on Hayabusa2. *Space Science Reviews*, 208: 255–286. DOI: 10.1007/s11214-016-0286-8.
- Opeil C.P., Britt D.T., Macke R.J., Consolmagno G.J., 2020. The surprising thermal properties of CM carbonaceous chondrites. *Meteoritics & Planetary Science*, 55: E1–E20. DOI: 10.1111/maps.13556.
- Opeil C.P., Consolmagno G.J., Britt D.T., 2010. The thermal conductivity of meteorites: New measurements and analysis. *Icarus*, 208: 449–454. DOI: 10.1016/j.icarus.2010.01.021.
- Opeil C.P., Consolmagno G.J., Safarik D.J., Britt D.T., 2012. Stony meteorite thermal properties and their relationship to meteorite chemical and physical states. *Meteoritics & Planetary Science*, 47: 319–329. DOI: 10.1111/j.1945-5100.2012.01331.x.
- Piqueux S., Müller N., Grott M., Siegler M., Millour E., Forget F., Lemmon M., Golombek M., Williams N., Grant J., Warner N., Ansan V., Daubar I., Knollenberg J., Maki J., Spiga A., Banfield D., Spohn T., Smrekar S., Banerdt B., 2021. Soil thermophysical properties near the InSight Lander derived from 50 sols of radiometer measurements. *Journal of Geophysical Research: Planets*. DOI: 10.1029/2021JE006859.
- Presley M.A., Christensen P.R., 1997. Thermal conductivity measurements of particulate materials: 2. Results. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 102: 6551–6566. DOI: 10.1029/96JE03303.
- Price J.C., 1977. Thermal inertia mapping: A new view of the Earth. *Journal of Geophysical Research*, 82: 2582–2590. DOI: 10.1029/JC082i018p02582.
- Price J.C., 1985. On the analysis of thermal infrared imagery: the limited utility of apparent thermal inertia. *Remote Sensing of Environment*, 18: 59–73. DOI: 10.1016/0034-4257(85)90038-0.
- Przylibski T.A., Łuszczek K., 2018. Wyniki badań mineralogicznych i petrologicznych nowych okazów meteorytu Pułtusk w 150 rocznicę spadku. *Przegląd Geologiczny*, 66: 368–378.
- Putzig N.E., 2006. Thermal inertia and surface heterogeneity on Mars. *Ph.D. Thesis, University of Colorado*.
- Putzig N.E., Mellon M.T., 2007a. Apparent thermal inertia and the surface heterogeneity of Mars. *Icarus*, 191: 68–94. DOI: 10.1016/j.icarus.2007.05.013.
- Putzig N.E., Mellon M.T., 2007b. Thermal behavior of horizontally mixed surfaces on Mars. *Icarus*, 191: 52–67. DOI: 10.1016/j.icarus.2007.03.022.
- Putzig N.E., Mellon M.T., Kretke K.A., Arvidson R.E., 2005. Global thermal inertia and surface properties of Mars from the MGS



- mapping mission. *Icarus*, 173(2): 325–341. DOI: 10.1016/j.icarus.2004.08.017.
- Ramakrishnan D., Bharti R., Singh K.D., Nithya M., 2013. Thermal inertia mapping and its application in mineral exploration: results from Mamandur polymetal prospect, India. *Geophysical Journal International*, 195: 357–368. DOI: 10.1093/gji/ggt237.
- Rivkin A.S., Howell E.S., Emery J.P., Sunshine J., 2018. Evidence for OH or H<sub>2</sub>O on the Surface of 433 Eros and 1036 Ganymed. *Icarus*, 304: 74–82. DOI: 10.1016/j.icarus.2017.04.006.
- Robertson E.C., 1988. Thermal properties of rocks. *USGS, Open-File Report 88-441*. DOI: 10.3133/ofr88441.
- Rozitis B., Ryan A.J., Emery J.P., Christensen P.R., Hamilton V.E., Simon A.A., Reuter D.C., Al-Asad M., Ballouz R.-L., Bandfield J.L., Barnouin O.S., Bennett C.A., Bernacki M., Burke K.N., Cambioni S., Clark B.E., Daly M.G., Delbo M., DellaGiustina D.N., Elder C.M., Hanna R.D., Haberle C.V., Howell E.S., Golish D.R., Jawin E.R., Kaplan H.H., Lim L.F., Molaro J.L., Munoz D.P., Nolan M.C., Rizk B., Siegler M.A., Susorney H.C.M., Walsh K.J., Lauretta D.S., 2020. Asteroid (101955) Bennu's weak boulders and thermally anomalous equator. *Science Advances*, 41(6): eabc3699. DOI: 10.1126/sciadv.abc3699.
- Rozitis B., Ryan A.J., Emery J.P., Nolan M.C., Green S.F., Christensen P.R., Hamilton V.E., Daly M.G., Barnouin O.S., Lauretta D.S., 2022. High-resolution thermophysical analysis of the OSIRIS-REx sample site and three other regions of interest on Bennu. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 127: e2021JE007153. DOI: 10.1029/2021JE007153.
- Shepard M.K., Richardson J., Taylor P.A., Rodriguez-Ford L.A., Conrad A., de Pater I., Adamkovics M., de Kleer K., Males J.R., Morzinski K.M., Closee L.M., Kaasalainen M., Viikinkoski M., Timersong B., Reddy V., Magri C., Nolan M.C., Howell E.S., Benner L.A.M., Giorgini J.D., Warner B.D., Harris A.W. 2017. Radar observations and shape model of asteroid 16 Psyche. *Icarus*, 281: 388–403. DOI: 10.1016/j.icarus.2016.08.011.
- Shimaki Y., Senshu H., Sakatani N., Okada T., Fukuhara T., Tanaka S., Taguchi M., Arai T., Demura H., Ogawa Y., Suko K., Sekiguchi T., Kouyama T., Hasegawa S., Takita J., Matsunaga T., Imamura T., Wada T., Kitazato K., Hirata N., Watanabe S., 2020. Thermophysical properties of the surface of asteroid 162173 Ryugu: Infrared observations and thermal inertia mapping. *Icarus*, 348: 113835. DOI: 10.1016/j.icarus.2020.113835.
- Soini A.-J., Kukkonen I.T., Kohout T., Luttinen A., 2020. Thermal and porosity properties of meteorites: A compilation of published data and new measurements. *Meteoritics & Planetary Science*, 55: 1–24. DOI: 10.1111/maps.13441.
- Spencer J.R., 1990. A rough-surface thermophysical model for airless planets. *Icarus*, 83: 27–38. DOI: 10.1016/0019-1035(90)90004-S.
- Szurgot M., 2011. On the specific heat capacity and thermal capacity of meteorites. *42<sup>nd</sup> Lunar and Planetary Science Conference*, Abstract #1150. *LPI Contribution*, 1608, 1150.
- Szurgot M., 2015a. Mean atomic number of Chelyabinsk, Softmany and Pultusk meteorites. *57. Konferencja Krystalograficzne we Wrocławiu, Streszczenia*, 172–173.
- Szurgot M., 2015b. Mean atomic weight of Pultusk meteorite and H chondrites. *Meteoritics & Planetary Science*, 50 (S1 Suppl. 1), Abstract #5013.
- Szurgot M., 2016. Mean atomic weight and mean atomic number of Košice and Pultusk H4-5 chondrites. *58. Konferencja Krystalograficzne we Wrocławiu, Streszczenia*, 173–174.
- Szurgot M., 2019. Średni ciężar atomowy i gęstość ziaren chondrytu Jezersko (H4). *Acta Societatis Meteoriticae Polonorum*, 10: 140–159.
- Szurgot M.A., 2020. Ciepło właściwe i ciepło atomowe chondrytu Jezersko. *Przegląd Geologiczny*, 68: 54–59. DOI: 10.7306/2020.1.
- Szurgot M.A., 2021a. O przewodności cieplnej meteorytu Jezersko. *Nafta-Gaz*, 77(1): 10–19. DOI: 10.186668/NG.2021.01.02.
- Szurgot M.A., 2021b. On the grain density of Pultusk, Chelyabinsk, Murray and Murchison chondrites, and a mean density of their pores. *Lunar and Planetary Science Conference 52<sup>nd</sup>*, Abstract #1029. *LPI Contribution*, 2548, 1029.
- Szurgot M.A., 2022. Modal composition of Jezersko chondrite. Contribution of minerals to the bulk composition. *Lunar and Planetary Science Conference 53<sup>rd</sup>*, Abstract #1510.
- Szurgot M.A., 2024. Effect of porosity on thermal inertia of ordinary chondrites. *Lunar and Planetary Science Conference 55<sup>th</sup>*, Abstract #2562.
- Szurgot M., Wach R.A., Przylibski T.A., 2012. Thermophysical properties of the Softmany meteorite. *Meteorites*, 2: 53–65. DOI: 10.5277/met120107.
- Taylor T.J., 2020. The role of thermal inertia in low-slope roof design. *GAF Roof Views*.
- Vokrouhlicky D., 1998. Diurnal Yarkovsky effect as a source of mobility of meter-sized asteroidal fragments. I. Linear theory. *Astronomy and Astrophysics*, 335: 1093–1100.
- Vokrouhlicky D., Bottke W.F., Chesley S.R., Scheeres D.J., Statler T.S., 2015. The Yarkovsky and YORP effects. [W:] Michel P. et al. (eds.). *Asteroids IV. University of Arizona Press, Tucson*, 509–531.
- Wechsler A.E., Glaser P.E., Fountain J.A., 1972. Thermal properties of granulated materials. [W:] Lucas J.W. (eds.). *Thermal characteristics of the Moon. Progress in Astronomy and Aeronautics*, 28: 215–241.
- Xue Y., Cracknell A.P., 1995. Advanced thermal inertia modelling. *International Journal of Remote Sensing*, 16: 431–436. DOI: 10.1080/01431169508954411.
- Yeomans D.K., Antreasian P.G., Barriot J.-P., Chesley S.R., Dunham D.W., Farquhar R.W., Giorgini J.D., Helfrich C.E., Konopliv A.S., McAdams J.V., Miller J.K., Owen W.M. Jr., Scheeres D.J., Thomas P.C., Veverka J., Williams B.G., 2000. Radio science results during the NEAR-Shoemaker spacecraft rendezvous with Eros. *Science*, 289(5487): 2085–2088. DOI: 10.1126/science.289.5487.2085.
- Yomogida K., Matsui T., 1983. Physical properties of ordinary chondrites. *Journal of Geophysical Research Solid Earth*, 88: 9513–9533. DOI: 10.1029/JB088iB11p09513.
- Zimbelman J.R., 1986. The role of porosity in thermal inertia variations on basaltic lavas. *Icarus*, 68: 366–369. DOI: 10.1016/0019-1035(86)90028-X.



Dr Marian A. SZURGOT  
Starszy wykładowca (emerytowany)  
Centrum Nauczania Matematyki i Fizyki Politechniki  
Łódzkiej  
al. Politechniki 11, 90-924 Łódź  
E-mail: maszurgot@gmail.com